



Etude de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe avec une chambre à projection temporelle

Laurent Audirac

► To cite this version:

Laurent Audirac. Etude de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe avec une chambre à projection temporelle. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Bordeaux1, 2011. Français. NNT : . tel-00659079

HAL Id: tel-00659079

<https://theses.hal.science/tel-00659079>

Submitted on 12 Jan 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX 1

École doctorale de

SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par

Laurent AUDIRAC

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Astrophysique, Plasmas, Corpuscules

Étude de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe avec une Chambre à Projection Temporelle

Soutenue le mercredi 9 février 2011

Après avis de :

M. G. BAN	Professeur, ENSICAEN	Rapporteurs
M. Y. BLUMENFELD	Directeur de recherche, CNRS	

Devant la Commission d'Examen formée de :

M. F. GOBET	Professeur, Université Bordeaux 1	Président du jury
M. G. BAN	Professeur, ENSICAEN	Rapporteur
M. B. BLANK	Directeur de recherche, CNRS	Directeur de thèse
M. Y. BLUMENFELD	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur
M. C. BORCEA	Directeur de recherche	Examineur
M. J. GIOVINAZZO	Chargé de recherche, CNRS	Examineur

*à mes parents,
et à tous ceux qui croient en moi...*

Remerciements

Cette petite partie du manuscrit, mais non des moindres de par son importance, est consacrée aux remerciements envers l'ensemble des personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail de thèse.

Je tiens d'abord à remercier Monsieur Bernard Haas, directeur du CENBG durant ces trois années et demie de travail, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Je remercie également les membres du jury, en commençant tout d'abord par Messieurs Gilles Ban et Yorick Blumenfeld qui ont accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse et qui se sont donc intéressés de près à ce travail. Mes remerciements vont également à Monsieur Franck Gobet qui a assuré la présidence du jury ainsi qu'à Monsieur Catalin Borcea qui a examiné en tant que membre extérieur mon travail. Merci également aux deux personnes locales du groupe, Messieurs Bertram Blank, directeur de thèse et Jérôme Giovinazzo, qui auront donc été présents jusqu'à l'achèvement de ce travail.

Mes remerciements vont bien évidemment à l'ensemble du groupe Noyaux Exotiques. Un grand merci à Bertram et Jérôme qui ont encadré ce travail de thèse. Ils ont en effet été présents pour répondre à mes questions et m'aider à résoudre les problèmes auxquels j'ai pu être confronté. Les discussions que j'ai pu avoir avec eux ont été fort enrichissantes. Un grand merci à Pauline avec qui j'ai partagé les joies et les peines inhérentes à notre TPC.

J'ai également une pensée pour les autres membres du groupe : Antoine, Stéphane, Matthias, Teresa, Grégory, Nassima. Et j'ai une pensée aussi pour les anciens du groupe : Jérôme Junior et Iolanda. Une mention spéciale à Grégory, avec qui j'ai partagé mon bureau et qui m'a fait découvrir et aimer la physique nucléaire expérimentale lors d'un stage de licence. Je voudrais souligner la bonne ambiance qui règne au sein de l'équipe et qui rend le travail fort agréable. Et le plaisir que j'ai eu à participer aux missions et conférences durant lesquelles on apprend tant de choses, autant du point de vue professionnel que personnel.

Je désire également remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, et spécialement les différents services : électronique, instrumentation, mécanique. Sans l'ensemble de ces personnes, la TPC n'aurait pu voir le jour et leur présence s'est révélée bien souvent primordiale lors des expériences avec ce détecteur. Merci également au service informatique et au service administratif dont la gentillesse et la disponibilité ont toujours été au rendez-

vous : Nadine, Pascale, Tina, Brigitte, Johny... Merci également à Patricia Gabinski qui m'a fait connaître le CENBG. J'ai également une pensée pour l'ensemble des doctorants et post-docs du laboratoire.

Merci également à certains professeurs qui m'ont donné le goût de la recherche et plus particulièrement de la physique. Ainsi qu'à ceux avec qui j'ai partagé mes premières expériences d'enseignement.

On ne peut bien évidemment pas oublier dans cette page de remerciements les personnes qui ont été présentes de près ou de loin pendant ces trois années de thèse. Je pense d'abord à mes amis qui m'ont suivi tout au long de mon parcours universitaire : Marie-Hélène, Cécile, Candice, Cyril, Xavier, Raphaëlle, Yoann, Ghislain, pour n'en citer que quelques-uns...

Une mention spéciale à Cam Ha, An et le reste de la petite communauté vietnamienne (je n'ose les citer tous de peur d'en écorcher les noms...) avec qui j'ai partagé mes déjeuners.

Et bien évidemment je ne peux oublier mes compagnons astronomes amateurs, Antoine, Teresa, Nassima, An, qui ont partagé avec moi de superbes veillées nocturnes et n'ont pas eu peur de braver le froid et l'humidité. Merci Antoine d'avoir partagé ton expérience avec moi.

Et bien sûr, mes derniers remerciements, dont l'ordre d'apparition ne reflète pas l'importance, vont aux membres de ma famille qui m'ont entouré jusqu'à aujourd'hui et qui ont toujours cru en moi : mes parents, mon frère, son amie, mes grands-parents, mon arrière-grand-mère qui seront toujours près de moi. En souvenir des balades en montagne qu'on a pu effectuer ensemble...

Et j'exprime ma reconnaissance envers tous ceux qui m'ont soutenu jusqu'ici et qui se sont intéressés à ce que je fais et pourront se reconnaître ici.

Table des matières

1	Introduction	15
2	Un mode de décroissance exotique : la radioactivité 2-protons	17
2.1	La carte des nucléides : des radioactivités <i>classiques</i> aux modes de décroissance exotiques des noyaux riches en protons	17
2.2	L'émission de particules chargées à la <i>drip-line</i> proton	19
2.2.1	L'émission retardée de protons	19
2.2.2	La radioactivité 1-proton	20
2.2.3	La radioactivité 2-protons	22
2.3	L'émission de deux protons : introduction à la problématique	22
2.4	L'émission de deux protons du point de vue expérimental	24
2.4.1	Émission à partir d'un état excité de courte durée de vie	24
2.4.2	Émission à partir de l'état fondamental de courte durée de vie	25
2.4.3	Émission à partir de l'état fondamental de longue durée de vie	26
2.5	Les modèles d'émission	27
2.5.1	Les prévisions théoriques de Goldanskii	27
2.5.2	Modèle d'émission simultanée	28
2.5.3	Modèle d'émission <i>diproton</i>	29
2.5.4	Le modèle SMEC (<i>Shell Model Embedded in the Continuum</i>)	30
2.5.5	Modèle à trois corps de Grigorenko	33
2.5.6	Résumé des signatures des différents processus d'émission sur les corrélations entre les protons	37
3	Présentation de l'expérience	41
3.1	Dispositif de production et de sélection des ions	41
3.2	Dispositif de détection	42
3.2.1	Principe général	42
3.2.2	Description détaillée des éléments constituant la TPC	43
3.2.3	Points de fonctionnement de la TPC	46
3.3	Traitement des signaux de la TPC	47
3.3.1	Principe général	47
3.3.2	Gestion des voies de la TPC	48
3.3.3	Procédure de déclenchement d'une voie	49
3.3.4	Obtention des signaux énergie	50
3.3.5	Obtention des signaux temps	51

3.3.6	Résumé de la procédure de traitement de la totalité des voies du détecteur	52
3.4	Procédure d'acquisition des données	52
4	Traitement des données expérimentales	55
4.1	Identification des noyaux d'intérêt	55
4.1.1	Paramètres d'identification	55
4.1.2	Matrices d'identification	56
4.1.3	Procédure d'identification des noyaux peu produits	57
4.2	Corrélations entre événements d'implantation et de décroissance	62
4.3	Obtention des spectres TPC	62
4.3.1	Étalonnage des pistes du détecteur	64
4.3.2	Traitement des pistes non valides	74
4.3.3	Traitement des pistes valides	77
4.3.4	Obtention finale des spectres	78
4.4	Étalonnage en énergie des événements de décroissance	78
5	Analyse des résultats expérimentaux	83
5.1	Caractérisation de la TPC avec la décroissance β -p de ^{52}Ni	83
5.1.1	État des connaissances du noyau ^{52}Ni et motivations	83
5.1.2	Analyse des signaux d'implantation	84
5.1.3	Analyse des spectres énergie de décroissance	88
5.1.4	Étude des corrélations spatiales entre positions d'implantation des ions et de départ des protons émis	92
5.1.5	Vérification de l'isotropie d'émission suivant l'angle sphérique φ	95
5.1.6	Analyse simultanée sur les deux dimensions des signaux énergie	97
5.1.7	Analyse des signaux temps de décroissance	100
5.1.8	Distribution angulaire suivant l'angle sphérique θ	106
5.1.9	Reconstruction spatiale des trajectoires	109
5.1.10	Conclusion	114
5.2	Analyse du noyau ^{43}Cr	117
5.2.1	État des connaissances	117
5.2.2	Traitement des spectres TPC d'implantation	117
5.2.3	Analyse des événements de décroissance β -p	117
5.2.4	Analyse des événements de décroissance β -2p	119
5.2.5	Analyse des événements de décroissance β -3p	129
5.2.6	Conclusion	137
5.3	Analyse du noyau ^{45}Fe	138
5.3.1	Mesure de la durée de vie de ^{45}Fe	138
5.3.2	Étalonnage en énergie des événements de décroissance de ^{45}Fe	139
5.3.3	Traitement des spectres TPC	140
5.3.4	Analyse individuelle des événements de décroissance de ^{45}Fe	141
5.3.5	Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons	162
5.3.6	Angle relatif d'émission entre les deux protons projeté sur le plan de détection	162

5.3.7	Angle relatif d'émission proton-proton reconstruit dans l'espace à trois dimensions	164
5.3.8	Longueur totale de parcours	166
5.3.9	Reconstruction en trois dimensions des trajectoires	169
5.3.10	Conclusion	170
6	Interprétation des résultats	173
6.1	Le cas de ^{45}Fe	173
6.2	Le cas de ^{43}Cr	177
6.3	Conclusion	180
7	Conclusion	183

Table des figures

2.1	Charte des nucléides	18
2.2	Schéma d'émission de protons retardés	21
2.3	Schéma d'émission directe d'un proton	22
2.4	Conditions nécessaires à une <i>vraie</i> radioactivité 2-protons	23
2.5	Illustration schématique des processus extrêmes d'émission 2-protons	24
2.6	Systèmes de coordonnées de Jacobi	34
2.7	Prévisions théoriques du modèle à trois corps de Grigorenko concernant les corrélations angulaires entre les protons pour ^{45}Fe	37
2.8	Prévisions théoriques du modèle à trois corps de Grigorenko concernant les corrélations énergétiques entre les protons pour ^{45}Fe	38
2.9	Simulation des corrélations angulaires attendues suivant les différents processus d'émission 2-protons	38
3.1	Dispositif de production et de sélection des ions radioactifs	42
3.2	Vue générale du détecteur TPC	43
3.3	Volume actif de la TPC	44
3.4	Photographie d'un GEM	45
3.5	Photographie de la matrice de détection	46
3.6	Schéma d'assemblage des différents éléments constituant la TPC et dimensions caractéristiques	48
3.7	Carte électronique assurant la lecture d'un groupe de 64 pistes de la TPC	49
3.8	Schéma de principe de la mesure des signaux de la TPC	50
3.9	Principe de mesure des valeurs temporelles	51
3.10	Schéma de la logique d'acquisition	53
3.11	Signaux logiques d'acquisition	54
4.1	Schéma de principe des mesures des paramètres d'identification	56
4.2	Exemple de matrice d'identification	57
4.3	Mesure du temps de vol haute-fréquence du deuxième cyclotron	58
4.4	Effets de la procédure d'identification sur une matrice perte d'énergie en fonction d'un temps de vol	60
4.5	Matrice d'identification des ions ^{45}Fe	61
4.6	Principe des corrélations entre événements de radioactivité et événements d'implantation	63
4.7	Forme du spectre de décroissance pour un noyau donné	63
4.8	Étalonnage en énergie d'une piste avec le générateur d'impulsions	65

4.9	Étalonnage en temps d'une piste avec le générateur d'impulsions	66
4.10	Spectre d'implantation avant et après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions	68
4.11	Spectre de décroissance avant et après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions	69
4.12	Évolution du bruit de fond piste par piste	70
4.13	Évolution des paramètres d'ajustement linéaire du fond	71
4.14	Illustration de la correction faisceau avec un ion traversant la chambre . .	72
4.15	Valeurs des termes correctifs issus de la correction faisceau	74
4.16	Effets successifs des étalonnages énergie sur un spectre d'implantation . .	75
4.17	Effets successifs des étalonnages énergie sur un spectre de décroissance . .	76
4.18	Spectre d'implantation étalonné	78
4.19	Spectre de décroissance étalonné	79
4.20	Représentation schématique de l'ensemble collimateur/cathode	80
5.1	Schéma d'entrée du faisceau dans la TPC	84
5.2	Analyse d'un signal d'implantation d'un ion ^{52}Ni pour les anodes	85
5.3	Évolution du dépôt d'énergie des signaux d'implantation sur les anodes en fonction de l'énergie déposée sur les cathodes pour ^{52}Ni	86
5.4	Écart moyen entre les positions d'implantation et les χ^2 normalisés obtenus avec/sans prise en compte de la saturation des spectres anodes en fonction de la profondeur d'implantation des noyaux ^{52}Ni	87
5.5	Analyse d'un signal d'implantation d'un ion ^{52}Ni pour les cathodes	88
5.6	Première analyse d'un signal de décroissance β -p de ^{52}Ni	90
5.7	Deuxième analyse d'un signal de décroissance β -p de ^{52}Ni par une fonction plus élaborée	90
5.8	Comparaison des χ^2 normalisés obtenus avec les deux fonctions d'ajustements pour les spectres de décroissance β -p de ^{52}Ni	91
5.9	Comparaison des positions de départ et d'arrêt des trajectoires des protons retardés de ^{52}Ni obtenues suivant la fonction d'ajustement employée . . .	93
5.10	Analyse d'un événement d'implantation d'un ion ^{52}Ni et d'une décroissance β -p corrélée	94
5.11	Corrélations spatiales entre positions de départ d'une radioactivité et positions d'implantation d'un ion pour ^{52}Ni	94
5.12	Schématisation du repère sphérique	95
5.13	Distribution angulaire de la trajectoire des protons retardés de ^{52}Ni projetée sur le plan de détection	96
5.14	Évolution du dépôt d'énergie sur les cathodes en fonction du dépôt d'énergie sur les anodes pour les événements de décroissance β -p de ^{52}Ni	98
5.15	Ajustement simultané sur les anodes et les cathodes d'un spectre de décroissance β -p de ^{52}Ni	100
5.16	Comparaison entre un spectre temps théorique et un spectre temps réel .	101
5.17	Analyse complète d'un événement de décroissance β -p de ^{52}Ni	103
5.18	Comparaison des erreurs relatives commises sur les paramètres de calcul des temps relatifs	104

5.19	Évolution des temps cathodes en fonction des temps anodes pour les décroissances β -p de ^{52}Ni	105
5.20	Exemple d'événement dont les valeurs temps calculées sur les deux plans de pistes sont en désaccord	106
5.21	Distribution angulaire des protons retardés de ^{52}Ni suivant l'angle θ	108
5.22	Vérification de l'angle d'émission de particules α émises à 45°	109
5.23	Schéma de la trajectoire d'un proton suivant sa hauteur de dérive	111
5.24	Évolution de la longueur de la projection de la trajectoire des protons retardés émis par ^{52}Ni sur le plan de détection en fonction de l'angle sphérique θ d'émission pour une pression de 1 bar	112
5.25	Longueur de la trajectoire des protons retardés émis par ^{52}Ni pour une pression de 1 bar	113
5.26	Évolution de la longueur de la projection de la trajectoire sur le plan de détection des protons retardés émis par ^{52}Ni en fonction de l'angle sphérique θ d'émission pour une pression de 500 mbar	115
5.27	Longueur de la trajectoire des protons retardés émis par ^{52}Ni pour une pression de 500 mbar	115
5.28	Distributions des positions d'implantation des ions ^{43}Cr	118
5.29	Distribution angulaire des protons retardés émis lors des décroissances β -p de ^{43}Cr	119
5.30	Schémas théoriques de spectres temps d'événements à deux particules	124
5.31	Cassures systématiques dans les spectres temps	124
5.32	Événement de décroissance issu de la désintégration β -2p de ^{43}Cr	126
5.33	Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons retardés émis par ^{43}Cr	127
5.34	Angle relatif d'émission entre les deux protons issus de la décroissance β -2p de ^{43}Cr	129
5.35	Spectre de décroissance β -3p de ^{43}Cr	133
5.36	Deuxième exemple d'un spectre de décroissance β -3p de ^{43}Cr	135
5.37	Reconstruction tridimensionnelle d'un événement de décroissance β -3p de ^{43}Cr	136
5.38	Mesure de la durée de vie de ^{45}Fe	138
5.39	Étalonnage en énergie des événements de décroissance de ^{45}Fe	140
5.40	Analyse β -p du premier événement de décroissance de ^{45}Fe	143
5.41	Analyse 2-protons du premier événement de décroissance de ^{45}Fe	144
5.42	Analyse 2-protons du second événement de décroissance de ^{45}Fe	145
5.43	Analyse 2-protons du troisième événement de décroissance de ^{45}Fe	147
5.44	Analyse β -3p du troisième événement de décroissance de ^{45}Fe	148
5.45	Analyse 2-protons du quatrième événement de décroissance de ^{45}Fe	150
5.46	Analyse 2-protons du cinquième événement de décroissance de ^{45}Fe	151
5.47	Analyse β -p du cinquième événement de décroissance de ^{45}Fe	153
5.48	Analyse 2-protons du sixième événement de décroissance de ^{45}Fe	154
5.49	Analyse 2-protons du septième événement de décroissance de ^{45}Fe	156
5.50	Analyse 2-protons du huitième événement de décroissance de ^{45}Fe	157

5.51	Analyse 2-protons du neuvième événement de décroissance de ^{45}Fe	159
5.52	Analyse 2-protons du dixième événement de décroissance de ^{45}Fe	160
5.53	Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis lors de la désintégration de ^{45}Fe	162
5.54	Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis lors de la désintégration 2-protons de ^{45}Fe pour les sept événements certains	163
5.55	Angle relatif d'émission projeté sur le plan de détection entre les deux protons émis lors des décroissances de ^{45}Fe	165
5.56	Angle relatif d'émission projeté sur le plan de détection entre les deux protons émis pour les sept événements de décroissance 2-protons certains de ^{45}Fe	165
5.57	Angle relatif d'émission dans l'espace à trois dimensions entre les deux protons émis lors des décroissances de ^{45}Fe	167
5.58	Angle relatif d'émission entre les deux protons émis dans l'espace à trois dimensions pour les cinq événements certains de décroissance 2-protons de ^{45}Fe	167
5.59	Longueur de parcours des protons émis lors des désintégrations de ^{45}Fe .	168
5.60	Projection sur le plan de détection des événements de décroissance n°1, 2 et 8 de ^{45}Fe	169
5.61	Reconstruction tridimensionnelle des événements de décroissance de ^{45}Fe pour les événements de décroissance n°3, 4 et 6	171
5.62	Reconstruction tridimensionnelle des événements de décroissance de ^{45}Fe pour les événements de décroissance n°7, 9 et 10	172
6.1	Étalonnage en énergie des sept événements de décroissance 2-protons certains de ^{45}Fe	174
6.2	Comparaison de la largeur en énergie partielle et de la chaleur de réaction 2-protons de ^{45}Fe avec les modèles théoriques	175
6.3	Comparaison entre la distribution expérimentale du partage de l'énergie de décroissance 2-protons de ^{45}Fe et les prédictions théoriques du modèle à trois corps	176
6.4	Comparaison entre la distribution expérimentale de l'angle relatif d'émission des deux protons de ^{45}Fe et les prédictions théoriques du modèle à trois corps	177
6.5	Simulation du partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis lors de la désintégration β -2p de ^{43}Cr et comparaison aux données .	179
6.6	Comparaison entre la distribution angulaire expérimentale et une simulation d'émission isotrope de la décroissance β -2p de ^{43}Cr	180

Liste des tableaux

3.1	Points de fonctionnement optimaux pour les hautes tensions appliquées au volume de dérive et aux GEMs	47
4.1	Tableau des matrices d'identification	58
4.2	Noyaux utilisés pour la première étape d'identification	59
4.3	Table des coefficients polynômiaux d'extrapolation	59
4.4	Taux moyens d'implantation et temps de corrélation des noyaux analysés	64
4.5	Tableau des paramètres d'étalonnage	77
4.6	Énergies et intensités d'émission de la source d'étalonnage 3α	80
4.7	Paramètres d'étalonnage pour les GEMs et l'énergie somme des pistes . .	81
5.1	Caractéristiques des protons émis lors de la décroissance β -p de ^{52}Ni . . .	84
5.2	Comparaison des χ^2 obtenus selon la fonction d'ajustement utilisée pour ajuster les spectres de décroissance β -p de ^{52}Ni	91
5.3	Tableau des paramètres d'ajustement des décroissances β -p de ^{52}Ni . . .	99
5.4	Conditions expérimentales de mesure pour la vitesse de dérive des électrons d'ionisation	106
5.5	Parcours des protons émis lors de la désintégration β -p de ^{52}Ni dans le P10 pour une pression de 1 bar	110
5.6	Résultat de l'ajustement des longueurs des trajectoires des protons retardés de ^{52}Ni à 1 bar	113
5.7	Estimation des rapports d'embranchement relatifs des protons retardés de ^{52}Ni à 1,056 et 1,344 MeV	114
5.8	Parcours des protons émis lors de la désintégration β -p de ^{52}Ni dans le P10 pour une pression de 500 mbar	114
5.9	Paramètres énergie intervenant dans les conditions d'ajustement des spectres énergie de décroissance β -2p de ^{43}Cr	120
5.10	Tableau des paramètres d'ajustement des décroissances β -2p de ^{43}Cr . . .	121
5.11	Valeurs de l'écart moyen entre positions de départ des protons retardés et positions d'implantation des ions ^{52}Ni	122
5.12	Tableau des paramètres d'ajustement des décroissances β -3p de ^{43}Cr . . .	131
5.13	Dérives des protons calculées pour un événement de décroissance β -3p de ^{43}Cr	136
5.14	Énergies individuelles d'étalonnage GEM des événements de décroissance	139
5.15	Résumé de l'analyse des événements de décroissance de ^{45}Fe	161

5.16	Valeurs de l'angle relatif proton-proton projeté sur le plan de détection pour l'ensemble des événements de décroissance de ^{45}Fe	164
5.17	Valeurs de l'angle relatif proton-proton dans l'espace à trois dimensions pour les événements de décroissance de ^{45}Fe	166

Chapitre 1

Introduction

Le phénomène de radioactivité a été découvert en 1896 par Henri Becquerel montrant le caractère instable de certains noyaux atomiques. Jusqu'à la fin de la première moitié du siècle dernier, différents types de décroissances radioactives ont été découverts : radioactivités α , β , γ puis fission spontanée constituant les radioactivités dites "classiques". Ces différents types d'émission sont gouvernés à la base par le rapport en nombre de leurs constituants : les protons et les neutrons. Leur étude a permis de nombreuses avancées dans la connaissance de la structure des noyaux atomiques.

Au début des années 1960, des modes de décroissances exotiques ont été prédits par les physiciens Goldanskii, Zel'dovich et Jänecke pour des noyaux situés à la *drip-line* proton : l'émission directe d'un proton (radioactivité 1-proton) ou de deux protons (radioactivité 2-protons). Ce type d'émission concerne donc des noyaux très riches en protons pour lesquels le ou les derniers nucléons ne sont plus liés. Comme ces noyaux sont très difficiles à produire, il faudra attendre de longues années pour les découvrir expérimentalement. Ceci tient notamment aux progrès réalisés aussi bien en matière de production d'ions exotiques que de leur séparation.

Si la structure des noyaux proches de la vallée de stabilité est relativement bien connue et bien modélisée, il n'en est pas de même pour les noyaux exotiques loin de la vallée de stabilité. L'étude de ces noyaux est donc importante afin de connaître les processus mis en jeu au sein même de la matière nucléaire. Par exemple, la radioactivité 2-protons est un phénomène mettant en jeu la notion de corrélation entre deux protons qui permet à ce couple de particules de franchir la barrière coulombienne quand l'émission d'un seul proton est quant à elle impossible. Un modèle développé récemment prévoit notamment les corrélations angulaires et énergétiques entre les protons qui renseignent sur la structure nucléaire du noyau émetteur.

Il sera donc question dans ce travail de l'étude de la radioactivité 2-protons. Celle-ci a été observée expérimentalement en 2002 pour le noyau ^{45}Fe . Les noyaux sont implantés dans des détecteurs silicium d'où les protons ne peuvent s'échapper. Ainsi, la détection individuelle des protons n'est pas possible. Or, si on veut étudier ce processus d'émission et notamment déterminer les corrélations entre les protons, il est indispensable de les détecter individuellement. C'est pour cela qu'un détecteur a spécialement été développé pour l'observation directe des protons émis : une Chambre à Projection

Temporelle (TPC). Celle-ci a été utilisée lors d'une expérience réalisée en septembre 2006 pour l'étude de ^{45}Fe . L'analyse de cette expérience constitue le travail de cette thèse.

Dans une première partie, nous introduirons le cadre d'étude de la radioactivité 2-protons. Nous partirons des différents modes de décroissance ayant lieu à la *drip-line* proton pour nous concentrer sur la radioactivité 2-protons elle-même. En particulier, nous montrerons les différents modèles permettant de décrire ce type d'émission et nous ferons le point sur les connaissances expérimentales de ce phénomène.

Dans une seconde partie, il s'agira de présenter l'expérience réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) pour l'observation directe de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe . Une attention particulière sera accordée au dispositif de détection.

Dans la troisième partie, je présenterai la méthode d'analyse de l'expérience, notamment à travers l'identification des ions et l'obtention des spectres qui constituent deux étapes fondamentales dans le traitement des données.

La quatrième partie sera consacrée à l'analyse des résultats expérimentaux. Les outils d'analyse développés seront testés grâce à l'analyse de la décroissance β -p retardée de ^{52}Ni . Puis l'analyse des décroissances du noyau ^{43}Cr sera présentée. Enfin, l'analyse proprement dite des décroissances 2-protons de ^{45}Fe sera traitée à travers la première mise en évidence expérimentale directe de ce mode de décroissance. L'étude des décroissances de ^{43}Cr et ^{45}Fe permettra de comparer les résultats obtenus pour ces deux noyaux.

Pour terminer, une cinquième partie sera consacrée à l'interprétation des résultats tirés de l'analyse à travers les corrélations angulaires et énergétiques entre les protons émis. Nous tenterons de déterminer les processus d'émission mis en jeu pour les noyaux ^{45}Fe et ^{43}Cr et de les comparer aux prédictions théoriques.

Chapitre 2

Un mode de décroissance exotique : la radioactivité 2-protons

Dans ce chapitre, il est question de poser les bases quant à l'étude de la radioactivité 2-protons. Dans un premier temps, nous ferons un bref rappel des différents modes de radioactivité observés de nos jours. Puis nous nous concentrerons sur les modes de décroissance des noyaux situés à la drip-line proton, c'est-à-dire pour les noyaux riches en protons situés à la limite de l'existence pour lesquels le ou les derniers nucléons ne sont plus liés. Un point complet sur les connaissances de ces mécanismes de décroissance est disponible dans les références [BB08, BP08] ainsi qu'une étude expérimentale des noyaux situés dans la région $A = 36 - 56$ dans la référence [Dos07]. Nous présenterons notamment l'émission retardée de protons puis l'émission directe d'un proton. Enfin, nous nous focaliserons sur la radioactivité 2-protons d'un point de vue des études expérimentales réalisées à ce jour puis les différents modèles d'émission permettant de décrire ce mode de désintégration seront présentés.

2.1 La carte des nucléides : des radioactivités *classiques* aux modes de décroissance exotiques des noyaux riches en protons

Le noyau atomique est constitué d'un ensemble d'entités appelés nucléons : les protons et les neutrons. Ceux-ci diffèrent entre eux de par leurs constituants élémentaires : les quarks. Le proton est formé de trois quarks uud et est porteur d'une charge élémentaire positive. Le neutron quant à lui est formé de trois quarks udd et est électriquement neutre.

La stabilité du noyau atomique repose sur un équilibre subtil entre ses différents constituants, les protons et les neutrons. Il existe sur Terre un peu moins de 300 noyaux stables. Lorsque l'équilibre entre le nombre de protons et de neutrons est rompu, le noyau est dit instable ou radioactif. La théorie prévoit l'existence d'un nombre de noyaux radioactifs compris entre 4000 et 6000. Environ 2500 sont connus à ce jour. L'ensemble de tous ces noyaux est reporté en fonction de leur nombre de protons et de leur nombre de neutrons sur une carte des nucléides, représentée Fig.2.1. Les noyaux stables constituent la vallée de stabilité qui figure en noir. Un code de couleurs est employé pour

représenter l'ensemble des noyaux radioactifs. Selon le sens du déséquilibre et la masse du noyau, différents modes de décroissance radioactive sont observés. La radioactivité β^- concerne les noyaux riches en neutrons : un neutron se transforme en proton avec l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino électronique. La radioactivité β^+ est observée pour les noyaux riches en protons : un proton est transformé en un neutron avec émission d'un positon et d'un neutrino électronique. Ce mode de décroissance entre en concurrence avec la capture électronique pour laquelle un proton est transformé en un neutron et un électron du cortège électronique est capturé avec émission d'un neutrino électronique. Pour les noyaux plus lourds, on observe la désintégration de type α avec l'émission d'un noyau ${}^4_2\text{He}$ et pour les noyaux les plus lourds, on assiste à la fission spontanée. Ces modes de décroissance, avec la radioactivité γ qui correspond à la désexcitation du noyau atomique par émission d'un rayonnement γ depuis un état excité peuplé par l'une des désintégrations précédemment citée, constituent les désintégrations dites *classiques*. Certains noyaux lourds présentent également une désintégration de type *cluster*, c'est-à-dire l'émission de fragments de C, O, F, Ne, Mg, Si. Ce dernier mode présente un faible rapport d'embranchement et constitue un intermédiaire entre l'émission α et la fission spontanée.

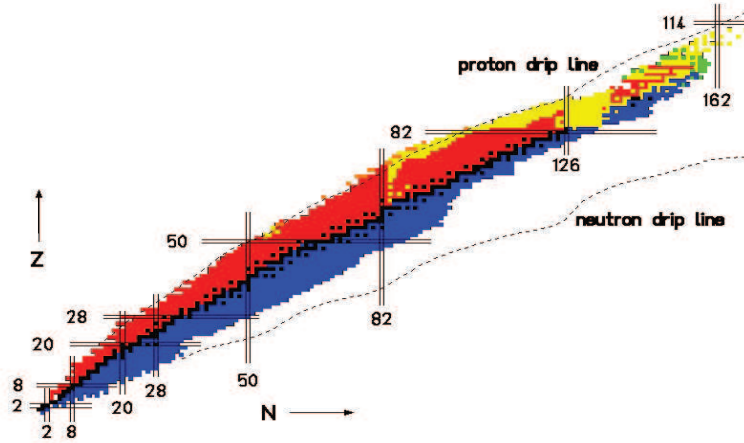


FIG. 2.1 – Charte des nucléides représentant les différents noyaux en fonction de leur nombre de protons Z et de leur nombre de neutrons N . Les noyaux stables en noir constituent la vallée de stabilité. Un code de couleurs est employé pour représenter les noyaux radioactifs : en bleu les noyaux émetteurs β^- , en rouge les émetteurs β^+ , en jaune les émetteurs α et en vert les noyaux se désintégrant par fission spontanée. Figurent également les drip-lines, limites au-delà desquelles le ou les derniers nucléons ne sont plus liés, ainsi que les nombres magiques caractérisant des fermetures de couche dans la structure nucléaire.

Pour des noyaux situés à la *drip-line* proton, c'est-à-dire à la limite au-delà de laquelle le ou les derniers protons ne sont plus liés, il existe des modes de décroissance plus exotiques. Ainsi, pour des noyaux avec un fort excès de protons et situés à la *drip-line* proton voire juste au-delà, on s'attend à ce que les derniers nucléons ne soient plus liés et donc à l'émission directe de protons qui entre en concurrence avec l'émission β^+ . Le

rapport entre le nombre de protons et de neutrons détermine donc quel processus est favorisé par rapport à un autre.

Dès le début des années 1960, les physiciens Goldanskii [Gol60], Zel'dovich [Zel60], Karnaukhov [KT61] et Jänecke [Jän65], furent les premiers à proposer des modes de décroissance exotiques par émission directe d'un ou deux protons pour des noyaux très riches en protons.

2.2 L'émission de particules chargées à la *drip-line* proton

L'émission de particules chargées concerne d'abord l'émission retardée de protons qui suit une désintégration β^+ . Après un premier paragraphe présentant ce type de décroissance, je m'intéresserai à l'émission directe de particules, à savoir celle d'un proton et de deux protons.

2.2.1 L'émission retardée de protons

Cette émission concerne des noyaux riches en protons se désintégrant par une émission β^+ qui peuple un état excité du noyau fils. Lorsque l'exoticté des noyaux augmente, la chaleur de réaction augmente aussi, entraînant la possibilité de peupler des états excités du noyau fils. Parallèlement, les énergies de séparation d'un proton, et même de deux protons, diminuent. Ainsi, le noyau excité par désintégration β^+ va se désexciter en émettant ces particules, dites protons retardés.

Émission retardée β -p

La désintégration β^+ d'un noyau peuple un état excité du noyau fils. Ce dernier, ayant une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de liaison d'un proton, va se désexciter en émettant un proton retardé.

L'énergie E du proton est donnée par l'Éq.2.1, où E_f est l'énergie d'excitation du noyau peuplé par l'émission retardée, E_i celle du noyau peuplé par la désintégration β^+ et S_p l'énergie de séparation du proton.

$$E = E_i - (E_f + S_p) \quad (2.1)$$

La première observation expérimentale de ce type d'émission est effectuée en 1963 par Barton *et al.* pour le noyau ^{25}Si [Bar63]. Aujourd'hui, environ 160 noyaux émetteurs β -p ont été identifiés, de ^8B à ^{163}Hg [BB08]. L'étude de ce mode de décroissance permet d'obtenir quantités d'informations sur la spectroscopie des noyaux concernés : niveaux d'énergie, spins, isospins, densités de niveaux, largeurs en énergie. Ceci constitue aussi un outil pour la détermination des masses de noyaux exotiques ainsi que l'étude des propriétés de la désintégration β .

Émission retardée β -2p

Lorsque l'exotécité du noyau augmente, l'énergie de séparation de deux protons va diminuer. Ainsi, le noyau produit par la désintégration β^+ dans un état excité, aura la possibilité d'émettre ces deux protons de manière retardée. L'énergie totale E emportée par les deux protons est donnée par l'Éq.2.2, où E_f est l'énergie d'excitation du noyau peuplé par l'émission retardée, E_i celle du noyau peuplé par la désintégration β^+ et S_{2p} l'énergie de séparation de deux protons.

$$E = E_i - (E_f + S_{2p}) \quad (2.2)$$

Au-delà de la structure des noyaux mis en jeu, l'étude de ces décroissances retardées de deux protons permet d'appréhender le processus d'émission mis en jeu. En effet, deux cas possibles peuvent se produire : soit les protons sont émis simultanément, soit l'émission est séquentielle et un état intermédiaire excité entre en jeu. Les corrélations énergétiques et angulaires doivent permettre de répondre à cette question et de connaître ainsi le processus invoqué.

Émission retardée β -3p

Une étude récente a montré l'existence d'une émission retardée de trois protons pour ^{45}Fe [Mie07a]. Les traces individuelles des trois protons ont été observées avec une chambre à projection temporelle optique pour quatre événements de décroissances. Ce mode de décroissance reste en revanche assez rare. Il représente seulement 11% de l'émission retardée de protons pour ^{45}Fe . En effet, la fenêtre en énergie devient plus faible lorsque le nombre de protons retardés augmente. Des prévisions théoriques indiquent que l'émission β -3p est 200 fois plus faible que l'émission β -p pour ^{31}Ar et 10 fois plus faible que l'émission β -2p pour ^{49}Ni , deux autres candidats à ce type d'émission.

L'émission retardée de protons peut ainsi aller jusqu'à l'émission retardée de trois particules lorsque l'exotécité du noyau émetteur β^+ augmente. La Fig.2.2 résume les processus d'émission retardée de protons, avec l'émission d'une, de deux ou de trois particules.

2.2.2 La radioactivité 1-proton

Pour les noyaux situés à la *drip-line*, le ou les derniers nucléons ne sont plus liés. Ainsi, on assiste à l'émission directe de particules, et tout d'abord à celle d'un proton.

La radioactivité 1-proton, telle que définie par Goldanskii [Gol60], concerne des noyaux à nombre impair de protons émettant cette particule depuis l'état fondamental. Au sein du noyau, les nucléons sont soumis à la combinaison des potentiels d'interaction forte et de répulsion coulombienne. Ainsi, même si un proton n'est plus lié, il mettra un certain temps à être émis, temps correspondant au processus d'effet tunnel pour franchir la barrière coulombienne et centrifuge. D'un point de vue cinématique, la description de la désintégration 1p est extrêmement simple. L'équation-bilan est donnée Éq.2.3.

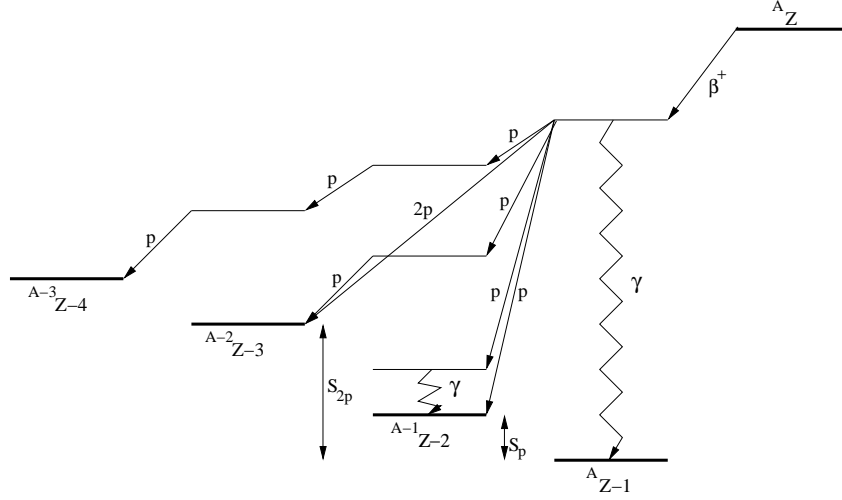


FIG. 2.2 – Schéma d'émission de protons retardés pour un noyau A_Z . Celui-ci décroît par émission β^+ sur un état excité du noyau ${}^A(Z-1)$ qui va pouvoir émettre un, deux voire trois protons respectivement vers les noyaux ${}^{A-1}(Z-2)$, ${}^{A-2}(Z-3)$ et ${}^{A-3}(Z-4)$.

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1} Y + p \quad (2.3)$$

Il suffit d'appliquer les règles de conservation de l'énergie et du moment, décrites Éq.2.4 où \vec{P}_i représentent les moments des produits de réaction, E_i leurs énergies cinétiques, Q la chaleur de réaction et E^* l'énergie d'excitation du noyau fils si la décroissance a lieu vers un état excité.

$$\begin{cases} \vec{0} = \vec{P}_Y + \vec{P}_p \\ Q = E_Y + E_p + E^* \end{cases} \quad (2.4)$$

À partir des lois de conservation, on en déduit que les produits de désintégration sont émis à 180° et les énergies emportées par chacun sont exprimées Éq.2.5 en fonction de la chaleur de réaction, de l'énergie d'excitation du noyau fils et des masses des produits.

$$\begin{cases} E_Y = \frac{m_p}{m_p + m_Y} (Q - E^*) \\ E_p = \frac{m_Y}{m_p + m_Y} (Q - E^*) \end{cases} \quad (2.5)$$

La Fig.2.3 illustre l'émission directe d'un proton qui est en concurrence avec l'émission retardée de particules.

La première observation expérimentale d'un émetteur proton à partir de l'état fondamental remonte au début des années 1980 avec l'étude de la décroissance de ${}^{151}\text{Lu}$ par Hoffmann [Hof82]. Depuis, 28 émetteurs de ce type ont été découverts et analysés. Une présentation de ces noyaux est disponible dans l'article [BB08]. Ceci a permis de mieux comprendre la structure nucléaire au niveau de la *drip-line* proton. Plus particulièrement, il est possible d'étudier les niveaux d'énergie à une particule dans le noyau émetteur. En effet, la mesure précise de la durée de vie et de la chaleur de réaction permet de remonter

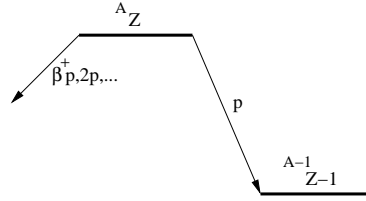


FIG. 2.3 – Schéma d'émission directe d'un proton pour un noyau A_Z depuis l'état fondamental. Celui-ci décroît directement vers le noyau ${}^{A-1}_{Z-1}$. La radioactivité 1-proton est en concurrence avec l'émission retardée de particules.

au moment angulaire du proton et donc de caractériser l'orbitale à partir de laquelle il a été émis dans le noyau parent.

2.2.3 La radioactivité 2-protons

Pour des noyaux situés à la *drip-line* proton et même au-delà, il est possible sous certaines conditions d'émettre directement deux protons depuis l'état fondamental.

La radioactivité 2-protons a été prédite au début des années 1960 par le physicien Goldanskii [Gol60]. Les conditions nécessaires à observer ce phénomène sont tout d'abord d'avoir une énergie de séparation du premier proton positive qui interdit ainsi l'émission spontanée d'un unique proton et donc une possible émission séquentielle. Par ailleurs, il ne doit pas y avoir de recouvrement entre la largeur de l'état intermédiaire et le niveau d'énergie de l'émetteur.

De plus, l'émission directe de deux protons concerne des noyaux avec un nombre pair de protons. En effet, il est plus simple pour le noyau d'émettre directement une paire de protons que deux protons séparément. Ce processus, appelé phénomène d'appariement [Gol65], permet de pénétrer plus facilement la barrière coulombienne et centrifuge dans le cas de deux protons couplés sous la forme d'une particule ${}^2\text{He}$ de moment angulaire total nul et rend donc l'énergie de séparation de deux protons S_{2p} négative alors que l'émission d'un seul proton est énergétiquement impossible.

La Fig.2.4 illustre les conditions nécessaires à une *vraie* radioactivité 2-protons telle qu'énoncée par Goldanskii. Celle-ci met ainsi en évidence la possibilité pour un noyau d'émettre directement deux protons depuis son état fondamental.

2.3 L'émission de deux protons : introduction à la problématique

Il vient d'être présenté au chapitre précédent la possibilité d'émettre deux protons pour des noyaux situés loin de la stabilité au niveau de la *drip-line* proton. Cette émission peut provenir d'un état excité du noyau, l'énergie d'excitation étant supérieure à celle de séparation des deux protons mais aussi depuis un état fondamental tel que l'a défini Goldanskii. Il est évident que ces différents types d'émission vont présenter des processus

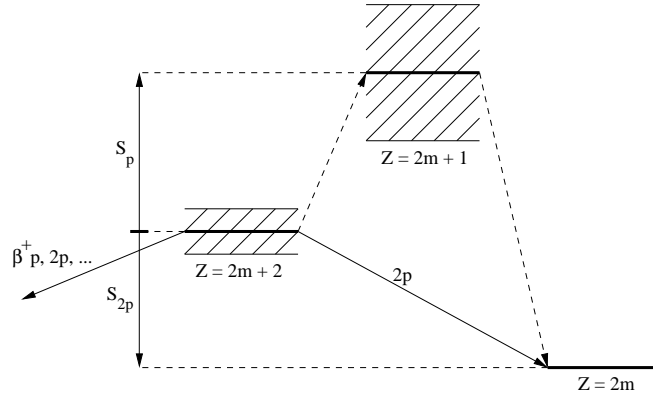


FIG. 2.4 – Illustration des conditions nécessaires pour avoir une vraie radioactivité 2-protons selon la définition de Goldanskii. Le noyau émetteur à $Z = 2m + 2$ doit avoir un nombre de charges pair. L'énergie de séparation d'un proton S_p doit être positive et celle de deux protons S_{2p} négative, rendant seule l'émission directe de deux protons possible. De plus, il ne doit pas y avoir recouvrement entre la largeur d'émission de l'émetteur à $Z = 2m + 2$ et celle du niveau intermédiaire à $Z = 2m + 1$ pour éviter tout processus d'émission séquentielle (flèches en tirets). La radioactivité 2-protons demeure en concurrence avec l'émission retardée de particules chargées.

propres.

Ainsi, l'émission depuis un état excité peut aussi bien se faire directement ou bien en passant par un état intermédiaire. L'émission est alors séquentielle. L'énergie du niveau intermédiaire conditionne alors l'énergie individuelle emportée par chaque proton. La radioactivité 2-protons depuis l'état fondamental, quant à elle, entraîne que les deux protons sont émis directement vers le fondamental du noyau fils. La question se pose alors des corrélations possibles entre les deux protons émis. Deux processus extrêmes peuvent être intuitivement envisagés : une émission directe à trois corps ou bien une émission fortement corrélée avec l'émission des deux protons sous forme d'une particule appelée diproton ou ${}^2\text{He}$. La Fig.2.5 illustre ce propos pour l'émission directe.

L'émission de deux protons peut donc se résumer par les processus ci-dessous :

- une émission séquentielle : les protons sont donc émis successivement en passant par un état excité intermédiaire. L'énergie emportée par chaque proton signe alors le niveau d'énergie de l'état intermédiaire. De plus, aucune corrélation angulaire entre les protons n'est alors attendue, ceux-ci n'interagissant pas entre eux ;
- une émission directe à trois corps : les deux protons passent directement dans le continuum sans interagir entre eux. Ce processus sera signé par l'absence de corrélations angulaires entre les protons ;
- l'émission d'une particule ${}^2\text{He}$: à l'opposé de l'émission directe à trois corps, les protons sont alors fortement corrélés. Ceux-ci franchissent de manière appariée la barrière coulombienne avant de se séparer à l'extérieur du noyau.

Afin d'étudier les émetteurs 2-protons et de sonder les processus d'émission mis en jeu, diverses expériences ont été effectuées. Je vais donc faire un point sur ces études expérimentales.

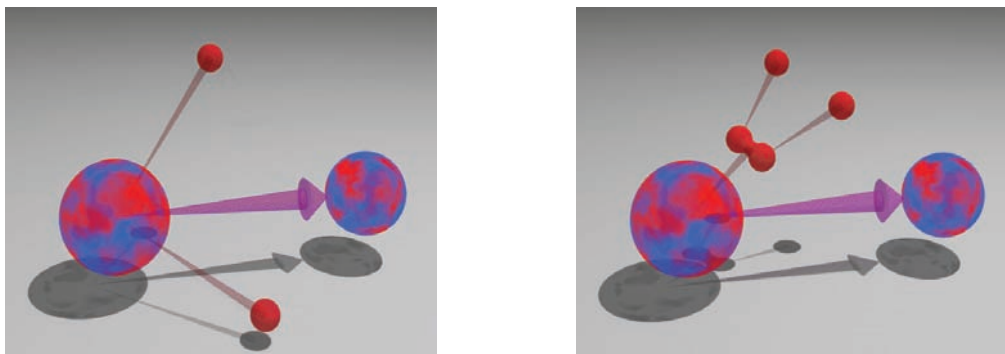


FIG. 2.5 – Illustration schématique des processus extrêmes d'émission concernant la radioactivité 2-protons. À gauche figure l'émission directe dans le continuum des deux protons qui n'interagissent pas entre eux. L'émission doit donc être isotrope. À droite est représentée l'émission d'une particule ${}^2\text{He}$ ou diproton. Les protons, à l'extérieur du noyau, se séparent. De fortes corrélations angulaires et énergétiques sont alors attendues.

2.4 L'émission de deux protons du point de vue expérimental

Les études expérimentales peuvent se décomposer en trois groupes : l'émission à partir d'un état excité de courte durée de vie, l'émission à partir du fondamental de courte durée de vie et celle à partir du fondamental de longue durée de vie. Ces études sont conditionnées par les progrès effectués en matière de production et de sélection des noyaux exotiques.

2.4.1 Émission à partir d'un état excité de courte durée de vie

Il est ici question de l'émission de deux protons à partir d'un état excité peuplé par exemple par une désintégration β^+ ou par d'autres moyens tels que l'excitation coulombienne, des réactions nucléaires ou la fragmentation. Vu la très courte durée de vie de l'état excité, l'émission des deux protons a lieu quasi-instantanément. Une question essentielle est de savoir si les deux protons sont émis simultanément ou bien en cascade par l'émission séquentielle de deux protons avec le passage par un état excité intermédiaire.

Émission retardée β -2p

La première mise en évidence expérimentale d'une décroissance β -2p remonte à 1982 avec le noyau ${}^{22}\text{Al}$ [Cab83]. Le mécanisme d'émission via une émission séquentielle a pu être démontré expérimentalement en 1984 pour les noyaux ${}^{22}\text{Al}$ et ${}^{26}\text{P}$ [Cab84].

À présent, une dizaine de noyaux émetteurs β -2p sont connus [BP08]. Le cas d' ${}^{31}\text{Ar}$ est intéressant car, malgré le fait qu'une émission séquentielle est retenue, il serait possible d'avoir une contribution non nulle de protons retardés corrélés entre eux [Fyn00].

Dans ce mémoire, il sera en revanche question de l'étude de la décroissance β -2p de ${}^{43}\text{Cr}$. En effet, l'expérience dont nous présenterons l'analyse a permis d'observer les traces

individuelles des deux protons émis [Gio07].

Émission à partir d'états excités peuplés par excitation coulombienne ou réaction nucléaire

En ce qui concerne la décroissance d'états excités produits par réaction nucléaire, on peut se focaliser sur deux résultats principaux concernant les noyaux ^{14}O et ^{17}Ne . Le premier a été étudié par Bain *et al.* en 1996 [Bai96] et produit en bombardant une cible de $(\text{CH}_2)_n$ afin de peupler l'état excité à 7,77 MeV. La décroissance par deux protons de cet état a été observée et l'analyse des données a conclu à une émission séquentielle via l'état excité à 2,37 MeV dans ^{13}N de par la mesure de l'énergie individuelle des protons.

L'expérience la plus complète sur l'étude de ^{17}Ne a été menée par Zerguerras *et al.* [Zer04] durant laquelle les états excités de ^{17}Ne sont peuplés par réaction de *stripping* d'un neutron sur un faisceau de ^{18}Ne . Différents états excités ont été peuplés. Le premier état excité s'est avéré ne pas décroître par émission 2-protons. En revanche, les deuxième et troisième états présentent une décroissance 2-protons. Les corrélations angulaires montrent une isotropie d'émission entre les protons, compatible avec une émission séquentielle. En revanche, des corrélations angulaires ont été observées pour les états excités supérieurs malgré un partage non équitable de l'énergie de décroissance entre les protons. Les corrélations angulaires sont en faveur d'une émission directe de deux protons alors que le partage en énergie est compatible avec une émission séquentielle. L'anisotropie de la barrière coulombienne est invoquée afin d'expliquer les corrélations entre les deux protons [Fèv04] malgré leur émission séquentielle via ^{16}F .

Enfin, une expérience a été menée sur l'étude de la décroissance 2-protons de l'état excité à 6,15 MeV de ^{18}Ne . Celui-ci a été produit par excitation coulombienne sur cible de Plomb [Rac08]. Bien que la majorité des événements semblent montrer une isotropie d'émission quant à l'angle relatif, donc une émission à trois corps ou bien séquentielle, une contribution directe a pu être mise en évidence.

2.4.2 Émission à partir de l'état fondamental de courte durée de vie

Ces noyaux émettent deux protons depuis leur état fondamental et ont une durée de vie inférieure à la picoseconde. Le premier noyau identifié comme présentant ce type d'émission est ^6Be [Boc89, Boc92]. La décroissance a été interprétée comme une émission simultanée à trois corps.

Vient ensuite le cas d' ^{12}O produit par réaction de *stripping* d'un neutron sur un faisceau d' ^{13}O [Kry95]. L'émission 2-protons est compatible avec une émission simultanée à trois corps ou bien une émission séquentielle.

Enfin, une étude récente a été menée sur ^{19}Mg et ^{16}Ne [Muk08]. L'analyse expérimentale, basée sur une identification des fragments en vol, a permis de mesurer les corrélations angulaires et énergétiques entre les protons montrant la sensibilité des observables à la structure interne du noyau émetteur. Les corrélations obtenues ne peuvent être décrites aussi simplement qu'une émission de type diproton. En effet, un modèle plus complexe

(voir paragraphe 2.5.5), développé par Grigorenko et qui prend en compte la structure nucléaire de l'émetteur, permet de reproduire les données expérimentales.

2.4.3 Émission à partir de l'état fondamental de longue durée de vie

Cette émission correspond à la définition de Goldanskii émise au début des années 1960 pour laquelle seule l'émission de deux protons est permise à partir du noyau dans son état fondamental, celui-ci étant lié vis à vis de l'émission d'un proton. Les durées de vie sont supérieures à 10^{-12} s. Une liste des candidats potentiels est dressée dans les publications [Bro91, Col96, Orm96, Orm97] prévoyant notamment les énergies de séparation d'un proton et de deux protons pour ces noyaux. La première évidence expérimentale remonte seulement à 2002 avec le noyau ^{45}Fe , ceci étant dû en partie aux difficultés de production de noyaux aussi exotiques. Sur les candidats potentiels, deux d'entre eux, ^{45}Fe et ^{54}Zn , ont été identifiés expérimentalement comme des émetteurs 2-protons. La décroissance de ^{48}Ni montre également une émission directe de deux protons possible.

Le cas de ^{45}Fe

Le noyau ^{45}Fe a été produit pour la première fois au GSI en 1996 [Bla96] par fragmentation d'un faisceau de ^{58}Ni à 650 MeV par nucléon. Cependant, aucune étude de sa décroissance n'a pu être effectuée. Il faut attendre 2002 pour identifier formellement la décroissance 2-protons de ^{45}Fe lors de deux expériences réalisées indépendamment au GANIL en 2000 [Gio02, Gio03] et au GSI en 2001 [Pfü02]. De plus, une expérience réalisée au GANIL en 2004 [Dos05] a corroboré les résultats obtenus lors des deux premières expériences.

Pendant ces expériences, les ions ^{45}Fe sont implantés dans un détecteur silicium où les décroissances sont alors observées. Si ce dispositif ne permet pas de détecter individuellement les deux protons émis, il permet de mesurer de façon précise la chaleur de réaction et la durée de vie du noyau. Les valeurs moyennes de ces trois expériences sont $Q_{2p} = 1,151(15)$ MeV et $T_{1/2} = 1,75^{+0,49}_{-0,28}$ ms. Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur de celles prévues par les modèles théoriques. Le rapport d'embranchement pour la voie 2-protons est de $BR = 59(7)\%$, ce mode de décroissance étant en compétition avec l'émission retardée de particules (β -p, β -2p).

De plus, pour les événements 2-protons, l'absence d'émission de particules légères comme les positons ou des γ d'annihilation à 511 keV, prouve l'émission directe de deux protons, ceci étant corroboré par l'étroitesse du pic à 1,15 MeV. Enfin, l'observation de la seconde décroissance après une implantation de ^{45}Fe suivie d'une émission 2-protons, a permis de déterminer la durée de vie du noyau fils de ^{45}Fe , uniquement compatible avec celle du noyau ^{43}Cr , produit par la désintégration 2-protons de ^{45}Fe .

Le cas de ^{54}Zn

Le noyau ^{54}Zn a été produit pour la première fois en 2004 au GANIL par fragmentation d'un faisceau de ^{58}Ni sur une cible de Nickel [Bla05]. Ces noyaux étant implantés dans

un détecteur silicium, la chaleur de réaction et la durée de vie ont pu être mesurées : $Q_{2p} = 1,48(2)$ MeV et $T_{1/2} = 3,2^{+1,8}_{-0,8}$ ms. Ces valeurs sont en accord avec celles prédites par les modèles théoriques pour l'émission 2-protons. Huit événements de décroissance ont pu être attribués à une décroissance directe 2-protons, avec l'absence de particules β détectées en coïncidence. La durée de vie du noyau fils est également en accord avec ce type d'émission.

Le cas de ^{48}Ni

Le noyau ^{48}Ni a été produit pour la première fois au GANIL en 1999 [Bla00]. C'est en 2004 qu'ont pu être corrélés des événements de décroissance à des implantations de ce noyau grâce à un dispositif de détection similaire aux précédents [Dos05]. Quatre événements de décroissance ont pu être observés. La durée de vie obtenue est $T_{1/2} = 2,1^{+2,1}_{-0,7}$ ms. Seul un de ces quatre événements, avec une énergie de $1,35(2)$ MeV et l'absence de particules β en coïncidence est compatible avec une émission directe de deux protons.

2.5 Les modèles d'émission

L'exposé des expériences qui vient d'être présenté montre la nécessité de confronter les données obtenues aux prévisions théoriques. L'objectif d'observation directe des protons émis par ^{45}Fe est de pouvoir déterminer le processus d'émission mis en jeu. Ainsi, je vais présenter les différents modèles permettant de décrire la radioactivité 2-protons.

2.5.1 Les prévisions théoriques de Goldanskii

Si le physicien Goldanskii est le premier à énoncer la possibilité d'émettre deux protons pour des noyaux dans leur état fondamental, il en a aussi fait une première description théorique. Une première formulation présentée dans les travaux de Goldanskii est que les deux protons ont tendance à partager équitablement l'énergie de désintégration disponible. En effet, si on considère le facteur de pénétration de la barrière coulombienne par les deux protons emportant un moment angulaire nul, on peut l'écrire sous la forme d'un produit de deux facteurs de pénétration relatifs à chaque proton. Son expression $B(E)$ est donnée Éq.2.6 où on considère que le premier proton emporte la fraction d'énergie x et le second la fraction d'énergie $(1 - x)$.

$$\begin{aligned} B(E) &= \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{xE_{pp}}}\right) \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{(1-x)E_{pp}}}\right) \\ &= \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{E_{pp}}}\left[\frac{1}{\sqrt{x}} + \frac{1}{\sqrt{1-x}}\right]\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Sa valeur sera maximale lorsque l'élément entre crochets sera minimum, c'est-à-dire pour $x = 0,5$. La valeur de $B(E)$ est alors donnée Éq.2.7.

$$B(E) = \exp \left(-\frac{2\pi}{\hbar} (2(Z-2)) e^2 \sqrt{\frac{2m}{E_{pp}}} \right) \quad (2.7)$$

L'expression alors obtenue correspond au facteur de pénétration d'une particule de masse $2m$, d'énergie E_{pp} et de charge $2e$ [Gol61].

Ceci met en évidence les deux cas extrêmes pour l'émission 2-protons : celui correspondant à l'émission d'un diproton ou ${}^2\text{He}$ (masse $2m$, énergie E_{pp} , charge $2e$) et une émission où les deux protons sont complètement indépendants (masse m , charge e et énergie $E_{pp}/2$).

De plus, le travail de Goldanskii fixe une valeur minimale pour la durée de vie de l'ordre de 10^{-12} s [Gol66], correspondant à la faisabilité d'observer expérimentalement ce type de décroissance.

Si les recherches de Goldanskii permettent de décrire qualitativement l'émission simultanée de deux protons et de dresser une liste de candidats potentiels, divers modèles ont été développés ou bien adaptés pour prévoir la durée de vie de tels noyaux mais aussi la dynamique d'émission. Commençons par les deux processus extrêmes que sont l'émission simultanée à trois corps et l'émission de deux protons sous la forme d'une particule ${}^2\text{He}$.

2.5.2 Modèle d'émission simultanée

Ce modèle suppose que les protons n'interagissent pas entre eux. Il est donc également nommé *émission directe dans le continuum*. Ainsi, la largeur en énergie s'exprime par l'Éq.2.8 [Gri02].

$$\Gamma_{2p}(E_{2p}) = \frac{6S_{2p}}{\pi r_c^3 M^{3/2} E_{2p}^{1/2}} \int_0^1 dx P_{l_1}(xE_{2p}, r_c, Z_c) P_{l_2}((1-x)E_{2p}, r_c, Z_c) \quad (2.8)$$

Dans cette équation, M est la masse réduite du système proton-cœur ; r_c est un rayon caractéristique du potentiel d'interaction qui peut être décrit par la relation $r_c = 1,4(A_c + 1)^{1/3}$ où A_c est le nombre de masse du cœur résiduel ; Z_c est la charge du cœur ; E_{2p} est l'énergie totale emportée par les deux protons ; S_{2p} est un facteur spectroscopique d'émission 2-protons qui est pris comme le poids de la configuration l^2 . En effet, les deux protons étant situés sur une même orbitale, ils ont un moment angulaire identique. Ainsi, la largeur en énergie est fonction du produit des pénétrabilités de la barrière coulombienne relatives à chacun des protons qui emportent respectivement une fraction x et $(1-x)$ de l'énergie totale. La largeur en énergie prend en compte la distribution énergétique entre les deux protons à travers l'intégrale. Son expression est à rapprocher de celle de l'Éq.2.6 de Goldanskii à travers le produit des pénétrabilités.

De par l'absence d'interaction entre les protons, la pénétrabilité de la barrière coulombienne est plus faible, d'où une largeur en énergie plus faible. Cependant, celle-ci est fonction du moment angulaire emporté par les protons. Plus celui-ci est grand et plus la largeur en énergie est faible. Les calculs pour différents moments angulaires permettent de fournir une fenêtre dans laquelle doivent se situer les valeurs réelles pour la largeur en énergie, l'énergie de décroissance et la durée de vie.

Pour ce type d'émission, l'angle relatif entre les deux protons suit une distribution isotrope.

2.5.3 Modèle d'émission *diproton*

Ce modèle prévoit la pénétration de la barrière coulombienne par la particule d' ^2He encore appelée diproton. La largeur en énergie de l'émission s'exprime alors par l'Éq.2.9 [GMZ02].

$$\Gamma_{2p}(E_{2p}) = \frac{6S'_{2p}}{2Mr_c^2} P_l(E_{2p}, r_c, 2Z_c) \quad (2.9)$$

Dans cette équation, M est la masse réduite du système ^2He -cœur, r_c est déduit par l'expression $r_c = 1,45(A_c^{1/3} + 2^{1/3})$ [Bar01] et S'_{2p} est un facteur spectroscopique correspondant au recouvrement de la fonction d'onde diproton avec les états initial et final. La pénétrabilité est celle d'une particule de charge $2e$, d'énergie totale E_{2p} celle emportée par ^2He (cf l'expression de l'Éq.2.7 obtenue par Goldanskii). Les deux protons étant sur la même orbitale, le moment angulaire total emporté relativement au cœur est $l = 0$, comme énoncé par Goldanskii.

Ce modèle permet d'obtenir une limite supérieure pour la largeur en énergie de l'émission 2-protons car l'interaction entre les deux protons augmente la pénétrabilité de la barrière coulombienne. La valeur de la durée de vie de ^{45}Fe pour une énergie de décroissance de 1,14 MeV est de l'ordre de $24 \mu\text{s}$, soit deux ordres de grandeurs plus faible que la valeur expérimentale déterminée de l'ordre de quelques millisecondes [Gio02].

En effet, cette description pose deux problèmes fondamentaux [Gri01] :

- l'existence d'une particule ^2He suppose que cette particule est dans un état S par rapport au noyau résiduel alors que les protons individuels présentent un moment angulaire élevé. Le couplage ne permet alors pas d'avoir une configuration unique à $L = 0$ pour ^2He ;

- de plus, ceci implique la pénétration d'une particule ponctuelle avec une énergie interne nulle des constituants l'un par rapport à l'autre. Or ceci implique une taille infinie pour ^2He en vertu du principe d'incertitude.

Ainsi, afin de rendre le modèle plus réaliste, une énergie interne ϵ_0 est assignée au diproton. Cette énergie est soustraite à l'énergie E_{2p} emportée par le diproton dans l'évaluation de la pénétrabilité de la barrière coulombienne et centrifuge. L'expression de la largeur en énergie devient alors celle de l'Éq.2.10.

$$\Gamma_{2p}(E_{2p}) = \frac{6S'_{2p}}{2Mr_c^2} P_l(E_{2p} - \epsilon_0, r_c, 2Z_c) \quad (2.10)$$

Une autre manière d'améliorer le modèle est de convoluer l'expression 2.10 avec la densité d'états diproton $\rho(\epsilon)$ dépendante de l'énergie interne ϵ du diproton [Bar99, Bar01]. Dans l'approche *R-matrix*, l'expression de la largeur de décroissance est alors proportionnelle à l'intégrale de l'Éq.2.11 [BBM02].

$$\Gamma_{2p}(E_{2p}) \propto \int_0^{E_{2p}} P_l(E_{2p} - \epsilon, r_c, 2Z_c) \rho(\epsilon) d\epsilon \quad (2.11)$$

Brown et Barker ont utilisé cette méthode pour déterminer la durée de vie de ^{45}Fe [BB03]. Avec une énergie de décroissance de 1,14 MeV [Gio02], la durée de vie est $T_{1/2} = 41 \text{ ms}$, valeur bien plus réaliste que celle déterminée précédemment.

Ainsi, nous avons vu que le modèle diproton de base ne permet pas de décrire correctement l'émission 2-protons de ^{45}Fe . Il est nécessaire de prendre en compte l'interaction entre les deux protons à travers leur énergie interne dans l'état $S = 0$, ce qui met en évidence l'importance de l'appariement dans les interactions $p - p$.

2.5.4 Le modèle SMEC (*Shell Model Embedded in the Continuum*)

Un noyau atomique peut être décrit par ses différents états nucléaires discrets depuis le niveau fondamental jusqu'aux niveaux les plus excités. Le modèle en couche ou *Shell Model* (SM) a été introduit afin de décrire notamment les niveaux d'énergie nucléaires. Les nucléons à l'intérieur du noyau se répartissent sur différentes couches d'énergie. Trois espaces peuvent alors être distingués dans le noyau :

- un cœur inerte où sont répartis les nucléons formant un espace stable sans modification de l'arrangement des nucléons ;
- un espace de valence où sont répartis les derniers nucléons. Ceux-ci déterminent le niveau d'énergie du noyau : le niveau fondamental lorsque les nucléons sont sur les plus basses couches et des niveaux excités lorsque ceux-ci passent sur des couches d'énergie plus élevées ;
- le continuum qui constitue l'espace extérieur au noyau. Les nucléons situés dans le continuum ne sont donc plus liés au noyau.

Le modèle en couches a donc d'abord été développé pour des systèmes fermés où le continuum n'entrait pas en compte dans les calculs. Pour un système ayant une durée de vie finie, il est évident que la séparation entre les niveaux d'énergie discrets et ceux du continuum ne peut être conservée. Les premiers travaux effectués afin de développer un modèle en couches pour des systèmes ouverts couplés au continuum ont été effectués au début des années 1960, notamment par Fano [Fan61], qui introduisirent les deux sous-espaces de Hilbert constitués du sous-espace d'états discrets et du sous-espace d'états de dispersion d'énergie réelle. Le modèle en couches couplé au continuum est nécessaire pour décrire la structure nucléaire et les réactions nucléaires [BRH77, Rot91].

Au début des années 2000, la notion du modèle SMEC a été introduite [Ben00, OPR03] pour une particule dans le continuum. Ainsi, les états discrets décrits par les fonctions L^2 du modèle en couches sont couplés au continuum qui est décrit par des fonctions d'onde de dispersion à une particule dans le continuum. Il faut noter que les résonances à une particule sont considérées également comme des états discrets.

Si on nomme P et Q les sous-espaces respectivement des états liés et des états de dispersion alors on peut calculer un Hamiltonien effectif $\mathcal{H}_{QQ}(E)$ du système dépendant de l'énergie et défini Éq.2.12.

$$\mathcal{H}_{QQ}(E) = H_{QQ} + H_{QP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} \quad (2.12)$$

Dans cette équation, H_{QQ} est l'Hamiltonien projeté dans le sous-espace Q et correspond au Hamiltonien du système fermé des états liés. La seconde partie de l'équation correspond au couplage avec les états de décroissance du sous-espace P , $G_P^{(+)}$ étant la fonction de Green projetée dans le sous-espace du continuum.

Un formalisme similaire est appliqué pour décrire l'émission de deux particules dans le continuum [ROP05, ROP06]. Afin d'avoir une base complète des états, un troisième sous-espace de l'espace de Hilbert est ajouté : le sous-espace T à deux particules dans le continuum. Le Hamiltonien total H est décomposé suivant les différentes parties agissant dans chaque sous-espace et couplant les sous-espaces entre eux, tel que décrit Éq.2.13.

$$H = H_{QQ} + H_{QP} + H_{QT} + H_{PQ} + H_{PP} + H_{PT} + H_{TQ} + H_{TP} + H_{TT} \quad (2.13)$$

Comme précédemment, il est possible de définir un Hamiltonien effectif projeté dans le sous-espace Q . Celui-ci est donné Éq.2.14.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{QQ} = & H_{QQ} + H_{QT}G_T^{(+)}(E)H_{TQ} \\ & + \left[H_{QP} + H_{QT}G_T^{(+)}(E)H_{TP} \right] \tilde{G}_P^{(+)}(E) \left[H_{PQ} + H_{PT}G_T^{(+)}(E)H_{TQ} \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dans cette équation, $G_T^{(+)}(E)$ est la fonction de Green dans le sous-espace T et $\tilde{G}_P^{(+)}(E)$ est la fonction de Green dans le sous-espace P modifiée par le couplage avec le sous-espace T .

Celui-ci peut aussi s'écrire par l'expression de l'Éq.2.15.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{QQ} = & H_{QQ} + H_{QP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} \\ & + \left[H_{QT} + H_{QP}G_P^{(+)}(E)H_{PT} \right] \tilde{G}_T^{(+)}(E) \left[H_{TQ} + H_{TP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dans cette équation, $G_P^{(+)}(E)$ est la fonction de Green dans le sous-espace P et $\tilde{G}_T^{(+)}(E)$ est la fonction de Green dans le sous-espace T modifiée par le couplage avec le sous-espace P .

La seconde forme de \mathcal{H}_{QQ} met en évidence le couplage avec les états à une particule (second terme), et le couplage avec les états à deux particules (troisième terme) : couplage direct ou via l'état intermédiaire à une particule.

Dans le cas de l'émission de deux particules, la probabilité d'avoir une émission séquentielle ne sera pas la même que celle d'avoir une émission simultanée. Ainsi, on peut distinguer différentes limites en privilégiant certains termes du Hamiltonien.

Émission séquentielle

Ce type d'émission suppose l'émission successive de deux protons sans corrélation entre eux. Il y a donc passage par le noyau intermédiaire ($A - 1$). Deux cas peuvent se présenter : soit on a affaire à une résonance via un état intermédiaire, soit par des états du continuum du noyau intermédiaire.

Passage par une résonance dans le noyau ($A - 1$) Dans l'Éq.2.14, on néglige les couplages directs entre les sous-espaces P et T et entre Q et T . Ainsi, il reste pour \mathcal{H}_{QQ} l'expression de l'Éq.2.16.

$$\mathcal{H}_{QQ}^{(seq)} = H_{QQ} + H_{QP}\tilde{G}_P^{(+)}(E)H_{PQ} \quad (2.16)$$

Le second terme du Hamiltonien signifie que l'émission du premier proton entraîne automatiquement celle du deuxième. La décroissance 1-proton est ici négligée.

La diagonalisation du Hamiltonien permet de calculer la largeur en énergie de l'émission séquentielle dont l'expression est donnée Éq.2.17 où $|\tilde{\phi}_i^A\rangle$ est la fonction d'onde du noyau père.

$$\Gamma_{seq} = -2\text{Im} \left(\langle \tilde{\phi}_i^A | H_{QP}\tilde{G}_P^{(+)}(E)H_{PQ} | \tilde{\phi}_i^A \rangle \right) \quad (2.17)$$

Passage par un état du continuum dans le noyau (A - 1) Afin de décrire ce processus, dans l'Éq.2.15, on néglige les couplages directs entre les sous-espaces Q et T . Ainsi, il reste pour \mathcal{H}_{QQ} l'expression de l'Éq.2.18.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{QQ}^{(seq)} = & H_{QQ} + H_{QP}G_P^{(+)}H_{PQ} \\ & + [H_{QP}G_P^{(+)}(E)H_{PT}] \tilde{G}_T^{(+)}(E) [H_{TP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ}] \end{aligned} \quad (2.18)$$

Le second terme de l'Hamiltonien décrit l'émission 1-proton tandis que le troisième terme décrit l'émission séquentielle.

$H_{QQ}^{(seq)}$ peut être réécrit sous la forme de l'Éq.2.19.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{QQ}^{(seq)} = & H_{QQ} + H_{QP}G_P^{(+)}H_{PQ} \\ & + H_{QP}\tilde{G}_P H_{PT}G_T^{(+)}(E)H_{TP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} \end{aligned} \quad (2.19)$$

La diagonalisation du Hamiltonien permet de calculer la largeur en énergie de l'émission séquentielle. Son expression est donnée Éq.2.20 où $|\tilde{\phi}_i^A\rangle$ est la fonction d'onde du noyau émetteur.

$$\Gamma_{seq} = -2\text{Im} \left(\langle \tilde{\phi}_i^A | H_{QP}\tilde{G}_P H_{PT}G_T^{(+)}(E)H_{TP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} | \tilde{\phi}_i^A \rangle \right) \quad (2.20)$$

Il faut noter que ce type d'émission séquentielle via un état du continuum dans le noyau intermédiaire (A - 1) énergétiquement interdit se produit obligatoirement à partir du moment où la voie de décroissance 2-protons est permise. Elle entre donc en concurrence avec l'émission directe de deux protons et est appelée émission séquentielle virtuelle.

Dans le cas de ^{45}Fe et pour une énergie de séparation d'un proton $Q_{1p} = -0,1$ MeV, la durée de vie calculée pour une émission séquentielle virtuelle est de 165_{-58}^{+94} ms, les incertitudes prenant en compte celles sur l'énergie de décroissance 2-protons. Cette valeur est supérieure de deux ordres de grandeur à la valeur expérimentale moyenne [BP08] montrant que ce processus d'émission est alors défavorisé. Notons cependant que la valeur de Q_{1p} n'est pas connue précisément et qu'elle influe de manière non négligeable sur la valeur résultante de la durée de vie. Une mesure précise de Q_{1p} est donc nécessaire.

Émission directe d'une particule ${}^2\text{He}$

Le processus d'émission est divisé en deux étapes : l'émission de deux protons corrélés sous la forme d'une particule ${}^2\text{He}$, puis la séparation des protons à l'extérieur du potentiel du noyau résiduel à cause de l'interaction coulombienne répulsive entre les deux protons [Wat52]. On a donc affaire à deux processus successifs de désintégration à deux corps. Le premier détermine la durée de vie de l'émetteur tandis que le second entraîne les corrélations attendues entre les protons.

L'expression du Hamiltonien effectif \mathcal{H}_{QQ} devient alors celle de l'Éq.2.21, tirée des Éq.2.14 et 2.15.

$$\mathcal{H}_{QQ}^{(dir)}(E) = H_{QQ} + H_{QP}G_P^{(+)}(E)H_{PQ} + H_{QT}G_T^{(+)}(E)H_{TQ} \quad (2.21)$$

Dans cette équation, le second terme est responsable de la décroissance 1-proton et le troisième terme de l'émission directe de deux protons.

La largeur en énergie pour l'émission 2-protons est alors donnée par l'Éq.2.22.

$$\Gamma_{dir} = -2\text{Im} \left(\langle \tilde{\phi}_i^{(int)} | H_{QT}G_T^{(+)}(E)H_{TQ} | \tilde{\phi}_i^{(int)} \rangle \right) = -2\text{Im} \left(\langle \omega_i^T | \omega_i^{T,(+)} \rangle \right) \quad (2.22)$$

Dans l'expression ci-dessus, $|\omega_i^T\rangle = H_{TQ}|\tilde{\phi}_i^{(int)}\rangle$ constitue le terme source et $|\omega_i^{T,(+)}\rangle = G_T^{(+)}(E)H_{TQ}|\tilde{\phi}_i^{(int)}\rangle$ est le prolongement de $|\tilde{\phi}_i^{(int)}\rangle$ dans le sous-espace T où $|\tilde{\phi}_i^{(int)}\rangle$ est un état intrinsèque correspondant à un mélange d'états dans le sous-espace Q du noyau émetteur. Ainsi, la largeur d'émission équivaut à une intégrale de recouvrement entre un terme source et un prolongement dans T de l'état $|\tilde{\phi}_i^{(int)}\rangle$ projetés sur le canal de décroissance et pondérés par la densité d'états $\rho(U)$, cette intégrale portant sur l'énergie intrinsèque U de ${}^2\text{He}$ et sur la distance entre le centre de masse de ${}^2\text{He}$ et le noyau résiduel.

Ceci montre que le modèle est réduit à deux processus d'émission à deux corps successifs, de par la séparation de l'énergie totale de décroissance entre l'énergie du centre de masse de ${}^2\text{He}$ et une énergie intrinsèque de ${}^2\text{He}$ distribuée suivant une densité d'états. Son expression, qui n'est pas connue avec précision, ne sera pas détaillée ici.

Dans le cas de ${}^{45}\text{Fe}$, la durée de vie calculée pour une émission diproton est de $13, 3_{-4,9}^{+8,2}$ ms, en meilleur accord avec les données expérimentales.

2.5.5 Modèle à trois corps de Grigorenko

Les modèles précédemment décrits permettent de calculer la largeur de décroissance pour l'émission 2-protons, donc la durée de vie, en fonction de l'énergie de décroissance. Cependant, ils ne peuvent prévoir les corrélations angulaires et énergétiques car ils ne traitent pas la dynamique d'émission.

C'est pour cela qu'un modèle est développé depuis le début des années 2000 en vue de traiter ces corrélations. Il est baptisé par ses auteurs *three-body model*, soit *modèle à trois corps* [Gri00]. En effet, dans ce modèle, le système est décomposé de la manière suivante : *cœur* + p + p .

Ce modèle prend en compte les interactions coulombiennes $p-p$ mais aussi nucléaires en plus de l'interaction avec le cœur résiduel. Il nécessite l'emploi de systèmes de coordonnées spécifiques dits de Jacobi, présentés Fig.2.6.

Deux systèmes différents sont considérés. Dans ces systèmes, \vec{k}_x représente le moment cinétique de la particule 1 dans le centre de masse des particules 1 et 2, et \vec{k}_y est le moment cinétique du centre de masse des particules 1 et 2 dans le centre de masse du système entier.

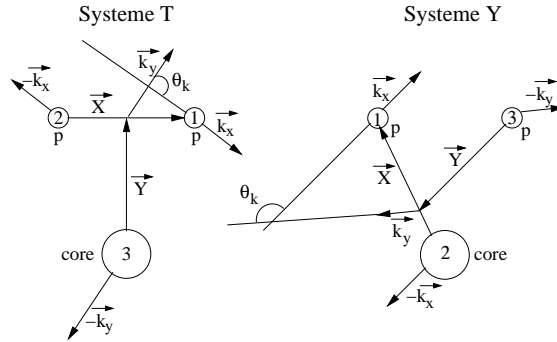


FIG. 2.6 – Présentation des deux systèmes de coordonnées dits de Jacobi. Les vecteurs \vec{X} et \vec{Y} représentent les deux vecteurs coordonnées du système et \vec{k}_x et \vec{k}_y sont les vecteurs de moments cinétiques.

La méthode consiste alors à résoudre numériquement l'Éq.2.23 qui représente l'équation de Schrödinger [Gri01]. Dans le cadre de la radioactivité 2-protons, cette équation doit être résolue dans un problème coulombien à trois corps. Cette équation est résolue dans une hypersphère d'hyperrayon ρ_{box} qui permet de calculer l'énergie de résonance à trois corps E_{2p} correspondant à l'énergie de décroissance et les fonctions d'onde d'états discrets Ψ_{box} , ces fonctions d'onde étant développées suivant la base des harmoniques hypersphériques.

$$(H - E_{2p})\Psi_{box} = 0 \quad (2.23)$$

Comme le système à étudier est instable, il est ensuite nécessaire de calculer les fonctions d'onde de propagation $\Psi^{(+)}$ dans un potentiel coulombien à trois corps, les fonctions d'onde Ψ_{box} servant de terme source, à partir de l'Éq.2.24 où apparaît également la largeur de décroissance Γ . Lors de la résolution de l'équation, la valeur de celle-ci est d'abord choisie de manière arbitraire.

$$(H - E_{2p})\Psi^{(+)} = -i(\Gamma/2)\Psi_{box} \quad (2.24)$$

À partir de l'expression des fonctions d'onde $\Psi^{(+)}$, on peut calculer la largeur en énergie Γ dont l'expression figure Éq.2.25. Pour les systèmes obéissant à une loi de décroissance exponentielle, celle-ci équivaut à un courant de particules j traversant une hypersphère de rayon suffisamment grand normalisé au nombre de particules N situées à l'intérieur.

$$\Gamma = \frac{j}{N} \quad (2.25)$$

Le modèle permet également de prévoir les distributions angulaires et énergétiques entre les constituants dans les deux systèmes de Jacobi en calculant la distribution $\frac{d^2j}{d\epsilon d(\cos \theta_k)}$ [GZ03]. La quantité ϵ est définie par l'Éq.2.26 et l'angle θ_k est défini Éq.2.27. Celui-ci représente l'angle entre les moments cinétiques \vec{k}_x et \vec{k}_y (voir Fig.2.6) tandis que ϵ représente la distribution en énergie entre deux protons dans le système T et la distribution entre un proton et le cœur dans le système Y . Dans l'Éq.2.26, la masse des sous-systèmes s'exprime par $M_x = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} M$ et $M_y = \frac{(A_1 + A_2) A_3}{A_1 + A_2 + A_3} M$ où A_i est le nombre de masse du constituant i (voir Fig.2.6) et M la masse du nucléon.

$$\epsilon = \frac{E_x}{E_T} = \frac{k_x^2 / (2M_x)}{k_x^2 / (2M_x) + k_y^2 / (2M_y)} \quad (2.26)$$

$$\cos(\theta_k) = \frac{\vec{k}_x \cdot \vec{k}_y}{k_x k_y} \quad (2.27)$$

L'Hamiltonien utilisé dans la résolution des équations doit prendre en compte l'énergie totale du système à trois corps, c'est-à-dire l'énergie des constituants et l'énergie potentielle d'interaction entre eux. La forme asymptotique du potentiel à trois corps entrant dans l'Hamiltonien s'exprime en fonction du rayon ρ de l'hypersphère et se présente sous la forme d'une somme à trois composantes [Gri01] :

- la contribution des forces nucléaires de courte portée qui décroît en ρ^{-3} ;
- la contribution du terme centrifuge prenant en compte le moment angulaire effectif du système et variant comme ρ^{-2} ;
- la contribution du potentiel coulombien de longue portée variant comme ρ^{-1} .

Un modèle semi-analytique a également été développé afin de simplifier l'expression des potentiels et ainsi la résolution du problème [GZ07]. Cela consiste à découpler dans l'expression de l'Hamiltonien les contributions inhérentes à chacun des sous-systèmes X et Y . Ainsi, l'expression du potentiel est donnée Éq.2.28.

$$H = T_x + T_y + V_x^{coul}(\vec{X}) + V_x^{nuc}(\vec{X}) + V_y^{coul}(\vec{Y}) + V_y^{nuc}(\vec{Y}) + V_3(\rho) \quad (2.28)$$

Dans l'équation ci-dessus, T_x et T_y correspondent aux énergies cinétiques des sous-systèmes, V^{coul} et V^{nuc} sont les potentiels coulombiens et nucléaires qui sont découplés suivant les variables X et Y . Ils prennent la forme du potentiel coulombien d'une sphère chargée de façon homogène pour V^{coul} et d'un potentiel de Wood-Saxon pour V^{nuc} . $V_3(\rho)$ représente un potentiel à trois corps qui suit une loi de Wood-Saxon. Sa forme est donnée Éq.2.29.

$$V_3(\rho) = \frac{V_3^0}{1 + \exp\left(\frac{\rho - \rho_0}{a_\rho}\right)} \quad (2.29)$$

Dans le cadre de la décroissance 2-protons de ^{45}Fe , $\rho_0 = 6$ fm et la valeur du coefficient de diffusion est $a_\rho = 0,4$ fm. La largeur du potentiel V_3^0 est ajustée afin de reproduire l'énergie de décroissance.

Une dernière amélioration a été apportée au modèle. Celle-ci consiste à améliorer la convergence des distributions angulaires et énergétiques lorsque les protons sont situés à grande distance du cœur nucléaire (de l'ordre des distances atomiques, soit 10^4 - 10^5 fm) [Gri10]. Les distributions angulaires et en énergie sont alors recalculées en prenant en compte les trajectoires classiques des protons à l'extérieur du noyau en résolvant les équations du mouvement de Newton dans le système de Jacobi. En effet, le problème à trois corps constituant un problème de mécanique quantique à l'échelle nucléaire prend alors en compte les trajectoires classiques des particules pour une distance suffisamment grande entre les constituants. Ce type de traitement met en évidence la nécessité de prendre en compte l'écrantage de la charge nucléaire du noyau résiduel par les électrons atomiques aux échelles considérées.

Les calculs des corrélations angulaires et énergétiques et des largeurs en énergie sont effectués pour différents mélanges de configurations des protons au sein du noyau. Dans le cas de ^{45}Fe , les protons sont essentiellement dans les deux configurations suivantes : p^2 et f^2 . En effet, d'après des calculs de modèle en couche, la contribution de la configuration s^2 est de l'ordre de 1-2% et celle de d^2 est négligeable pour les calculs du modèle à trois corps. La Fig.2.7 montre les corrélations angulaires obtenues suivant le mélange de configurations p/f . L'influence de la présence de la configuration p^2 est déterminante sur l'allure du spectre. En effet, celle-ci signe l'apparition d'un deuxième pic pour un angle d'environ 145° entre les deux protons. Le premier pic est quant à lui la signature de la configuration f^2 .

Dans le cas d'une configuration à dominance f^2 , un seul pic large apparaît. Ceci signifie que, le franchissement de la barrière coulombienne étant difficile dans une configuration f^2 , les deux protons passent d'une configuration f^2 à s^2 avant de franchir la barrière par effet tunnel. Ceci correspond alors à la configuration diproton, l'interaction $p-p$ étant alors très importante.

Lorsque la contribution p^2 est non négligeable, il est possible pour les deux protons de franchir la barrière directement à partir de la configuration p^2 , d'où l'apparition d'un deuxième pic dans la structure des corrélations angulaires. Ce processus met alors en évidence l'interaction entre un proton et le cœur résiduel.

De plus, on voit la mise en évidence de l'impossibilité d'une émission directe dans le continuum. En effet, les protons étant majoritairement dans des orbitales de moment angulaire f par rapport au cœur, ceci inhiberait fortement la probabilité de franchir la barrière coulombienne. Ainsi, la prise en compte des interactions $p-p$ dans le noyau est importante car elle permet au système de franchir la barrière coulombienne avec des moments angulaires plus faibles.

Enfin, ce modèle permet aussi de calculer le partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis. La Fig.2.8 montre le résultat attendu pour le noyau ^{45}Fe . L'énergie disponible est répartie équitablement entre les deux protons émis, ce qui est en accord avec les prévisions de Goldanskii selon lesquelles les protons emportent une même énergie afin de faciliter la pénétration de la barrière coulombienne.

Ce modèle met ainsi en évidence la complexité du processus d'émission de la radioactivité 2-protons. En effet, celui-ci ne peut être décrit par un simple processus d'émission

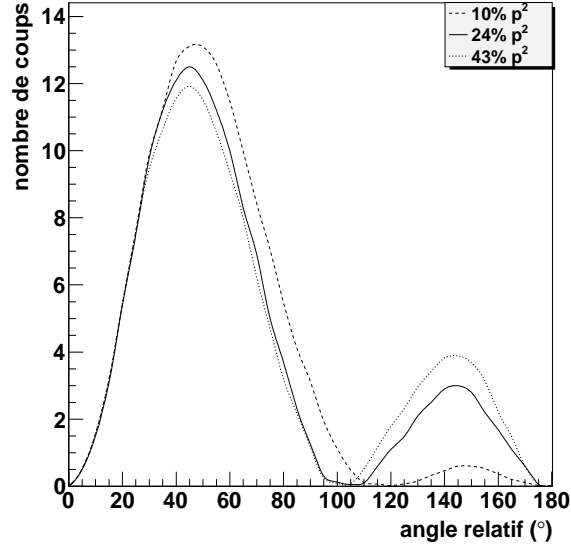


FIG. 2.7 – Corrélations angulaires attendues entre les protons émis lors de la décroissance 2-protons de ^{45}Fe . Le graphique illustre les prévisions du modèle à trois corps de Grigorenko concernant l'angle relatif d'émission dans le laboratoire pour différentes composantes de la contribution p^2 dans le noyau ^{45}Fe . Plus la part de configuration p^2 devient importante face à la contribution f^2 et plus la structure à deux bosses devient évidente. Les corrélations angulaires reflètent ainsi la structure interne du noyau.

diproton. Les résultats obtenus montrent la nécessité d'un mélange de configurations p/f pour les deux protons et donc de prendre en compte la structure interne du noyau.

2.5.6 Résumé des signatures des différents processus d'émission sur les corrélations entre les protons

Résumons les différentes corrélations attendues selon les processus d'émission invoqués, tout d'abord pour les corrélations angulaires. La Fig.2.9 montre les résultats d'une simulation Monte-Carlo pour différents modèles d'émission : le modèle diproton, le modèle à trois corps, et l'émission directe dans le continuum [Pfü04]. Pour une émission purement diproton, un seul pic apparaît vers 30° alors que le modèle plus élaboré de Grigorenko prévoit une structure à deux bosses. En revanche, l'émission simultanée sans interaction entre les protons induit l'absence de corrélation et donc une distribution isotrope pour l'angle relatif. Une émission isotrope est également attendue lors d'une émission séquentielle.

Pour ce qui est des corrélations énergétiques, il a été vu que les protons ont tendance à partager équitablement l'énergie disponible, que ce soit pour le modèle à trois corps de Grigorenko ou bien pour les cas extrêmes d'émission : l'émission d'un diproton ou bien l'émission directe dans le continuum. Seule l'émission séquentielle via un état intermédiaire n'implique pas un partage équitable de l'énergie. En effet, les énergies

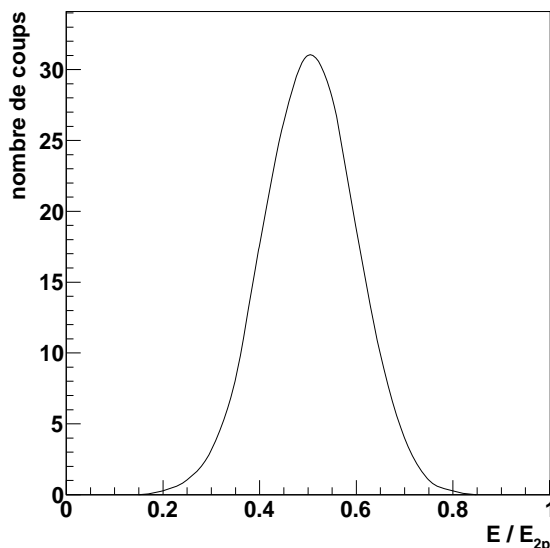


FIG. 2.8 – *Corrélations énergétiques attendues entre les protons émis lors de la décroissance 2-protons de ^{45}Fe . Le graphique illustre les prévisions du modèle à trois corps de Grigorenko pour le partage de l'énergie de décroissance entre les protons. Une répartition équitable entre les deux protons est donc attendue.*

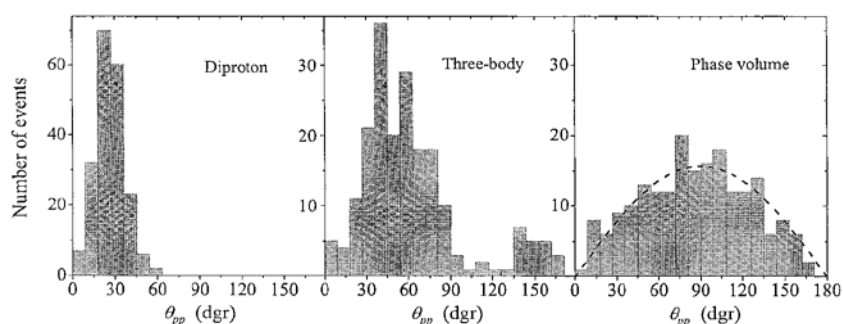


FIG. 2.9 – *Simulation des corrélations angulaires attendues suivant les différents processus d'émission 2-protons. À gauche, figure le résultat pour une émission purement diproton. Un seul pic étroit à environ 30° apparaît. Au centre, est présenté le résultat pour le modèle à trois corps de Grigorenko qui montre une double structure à environ 45° et 150° . À droite figure le résultat pour une émission directe dans le continuum : il n'y a pas de corrélation entre les deux protons, d'où une émission isotrope qui suit une fonction sinus.*

individuelles des protons sont conditionnées par la position de l'état intermédiaire.

Il est évident que la vérification du processus d'émission ne sera accessible qu'en ayant la possibilité de reconstruire les trajectoires des deux protons émis lors de la décroissance de ^{45}Fe afin de déterminer les corrélations angulaires et énergétiques entre les deux protons, ce qui constitue l'objet de ce travail de thèse. En effet, les premières expériences menées sur ^{45}Fe ont consisté à implanter les noyaux dans un détecteur silicium permettant une mesure précise de la durée de vie et de la chaleur de réaction et de conclure à une émission directe de deux protons, répondant ainsi à la définition de Goldanskii de ce mode de radioactivité exotique. Cependant, ces seules expériences ne permettent pas d'étudier le processus d'émission en tant que tel. En effet, la détection individuelle des protons, nécessaire à établir les corrélations existant entre eux, n'est pas assurée.

C'est dans le but d'appréhender le processus d'émission de 2-protons pour un noyau dans l'état fondamental à longue durée de vie qu'une expérience a été réalisée en 2006 avec un détecteur spécialement conçu à cet effet : une Chambre à Projection Temporelle (TPC). Pour la première fois, les deux protons issus de la désintégration de ^{45}Fe ont pu être observés [Gio07]. Le travail de ma thèse va donc consister à développer une analyse particulière des événements de décroissance 2-protons de ^{45}Fe afin de remonter aux trajectoires individuelles des protons émis et à leurs corrélations.

Chapitre 3

Présentation de l'expérience

Nous présenterons dans ce chapitre l'expérience e457a réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) pour l'étude de la décroissance 2-protons de ^{45}Fe . Dans un premier temps, il est nécessaire de produire les ions à étudier et de les sélectionner. Ceci sera présenté dans une première partie.

Les ions sélectionnés sont ensuite implantés dans le dispositif de détection, constitué ici principalement d'une chambre à projection temporelle (TPC). Dans une deuxième partie, nous décrirons en détail le fonctionnement de ce détecteur, spécialement conçu pour l'observation en trois dimensions d'événements de décroissance 2-protons.

Une troisième partie est consacrée à la description de l'électronique spécialement développée pour la lecture de l'ensemble des voies du détecteur.

Enfin, la dernière section est consacrée à la présentation de l'électronique d'acquisition.

3.1 Dispositif de production et de sélection des ions

L'expérience e457a s'est déroulée au GANIL afin d'assurer la production des faisceaux d'ions à étudier, plus particulièrement sur la ligne de faisceaux LISE3 qui assure la sélection des ions. La Fig.3.1 montre une vue schématique du dispositif de production et de sélection des ions. Décrivons brièvement ce dispositif.

La première étape consiste à produire les ions que l'on veut étudier. Dans un premier temps, des ions $^{58}\text{Ni}^{26+}$ extraits d'une source d'ions et pré-accélérés par un cyclotron sont envoyés à l'intérieur de deux cyclotrons successifs CSS1 et CSS2 où ils sont accélérés. Ils acquièrent une énergie de l'ordre de 75 MeV par nucléon. L'intensité du faisceau est comprise entre 3 et 4 μAe . Celui-ci interagit par réaction de fragmentation avec une cible de nickel naturel à 230 mg.cm^{-2} dans le dispositif SISSI (*Superconducting Intense Source for Secondary Ions*) [Ann97]. Les ions secondaires produits sont alors focalisés dans la ligne de séparation.

Celle-ci va permettre de sélectionner les ions d'intérêt. Le faisceau d'ions secondaires passe d'abord à travers le spectromètre *alpha*, puis par le séparateur LISE3 (Ligne d'Ions Super Épluchés). Celui-ci assure plusieurs sélections successives :

- une sélection en $\frac{Av}{Q}$, soit $\frac{Av}{Z}$ les ions étant totalement épluchés, assurée par le premier dipôle magnétique ;

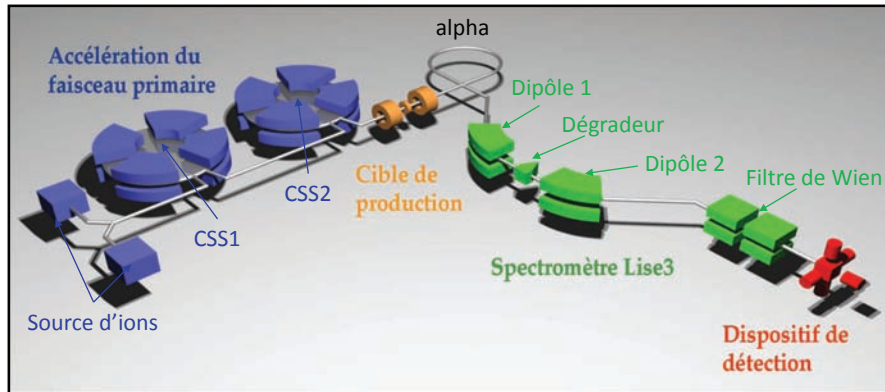


FIG. 3.1 – *Dispositif de production et de sélection des ions radioactifs.* Un faisceau primaire de $^{58}\text{Ni}^{26+}$ est extrait d'une source d'ions et accéléré dans deux cyclotrons CSS1 et CSS2 pour atteindre une énergie de 75 MeV par nucléon. Il interagit dans le dispositif SISSI constitué avec une cible de nickel naturel par réaction de fragmentation. Les produits de réaction constituant un faisceau secondaire sont ensuite sélectionnés par le spectromètre LISE3 constitué de deux dipôles magnétiques encadrant un dégradeur de vitesse puis d'un filtre de Wien. Les ions à étudier sont alors implantés dans le dispositif de détection.

- une sélection approximativement en $\frac{A^3}{Z^2}$ assurée par le dégradeur de vitesse et le deuxième dipôle magnétique ;
- une dernière sélection en vitesse est assurée par un filtre de Wien grâce à un champ magnétique et un champ électrique croisés.

Les ions ainsi produits et sélectionnés sont envoyés dans le dispositif de détection.

3.2 Dispositif de détection

3.2.1 Principe général

L'objectif de l'expérience e457a est l'observation de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe par la détection individuelle des protons émis. Le principe utilisé consiste à implanter les ions d'intérêt dans un détecteur où pourront être observées les décroissances. Ce détecteur est constitué d'une Chambre à Projection Temporelle (TPC). Par ailleurs, il est aussi nécessaire de connaître la nature des ions implantés dans la TPC, ce qui est possible grâce à deux détecteurs silicium placés en amont de la TPC qui permettent des mesures de temps de vol et de perte d'énergie en vue de construire des matrices d'identification.

Je vais maintenant me focaliser sur la TPC elle-même. Elle doit nous permettre d'observer en trois dimensions la trajectoire suivie par des particules chargées émises lors des décroissances radioactives des noyaux. Celle-ci est donc montée à l'extrémité de la ligne de faisceau d'ions afin que ceux-ci soient implantés au sein de son volume actif. La Fig.3.2 montre à gauche une photographie de la chambre montée à l'extrémité de la ligne de faisceau. À droite figure un plan de construction en trois dimensions du détecteur et de ses différents éléments. Les ions implantés aussi bien que les particules chargées

émises lors des décroissances radioactives vont déposer de l'énergie au sein du volume actif du détecteur en ionisant le gaz qui le constitue. Le signal électronique créé doit alors être amplifié avant d'être collecté sur une matrice bidimensionnelle [Oda06]. Celle-ci est constituée de deux jeux orthogonaux de pistes. Chaque piste fournit une information sur la quantité de charge collectée, ce qui permet d'abord d'obtenir une projection sur le plan de détection de la trajectoire suivie par une particule. Enfin, chaque piste fournit une information temporelle sur l'instant d'arrivée des charges sur ladite piste. Ceci donne alors une information sur la troisième dimension et permet de reconstruire dans l'espace tridimensionnel la trajectoire de la particule. Le nombre important de pistes et donc de voies électroniques à traiter a nécessité également le développement d'une électronique intégrée. Nous allons maintenant décrire en détail les éléments constituant la TPC.

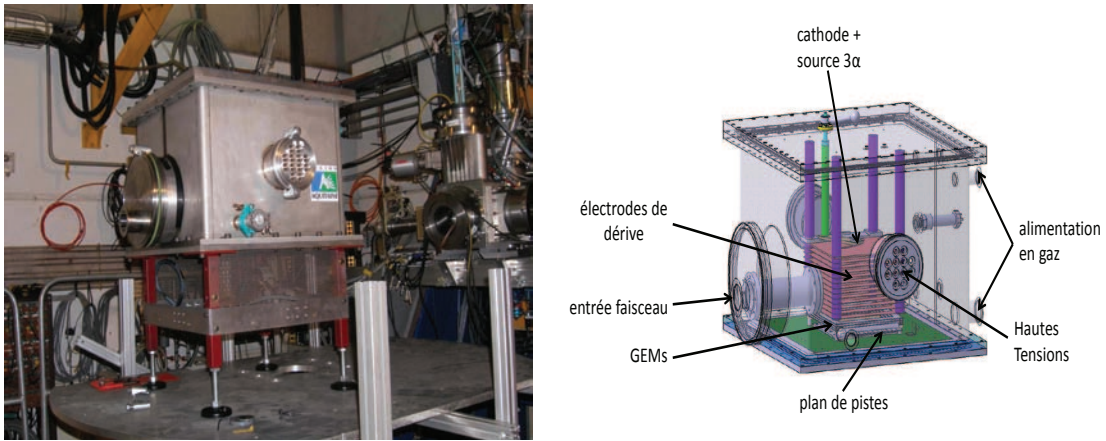


FIG. 3.2 – À gauche figure la photographie de la TPC montée à l'extrémité de la ligne de faisceau d'ions. À droite est représenté un plan de construction de la TPC. L'entrée du faisceau se fait par la gauche. Les ions sont implantés dans le volume actif dont la cathode et les électrodes de dérive sont visibles. En-dessous figurent quatre GEMs et les plans de pistes. Ces éléments sont détaillés au paragraphe 3.2.2. Sur la face frontale, on distingue la connectique nécessaire à l'application des hautes tensions nécessaires pour la dérive et les GEMs. Sur la droite figurent les branchements nécessaires au pompage et à l'alimentation en gaz. À noter sur la cathode de dérive la présence d'une source 3α pouvant être positionnée sur divers collimateurs.

3.2.2 Description détaillée des éléments constituant la TPC

Le volume actif

La TPC est un détecteur de type gazeux fonctionnant en régime proportionnel. Le gaz constituant le volume actif est ici du P10, soit un mélange de 90 % d'argon et 10 % de méthane. L'enceinte même du détecteur présente un volume d'environ $50 \times 50 \times 60$ cm³ dont l'alimentation en gaz est assurée par un système de pompage. Lorsqu'une particule chargée dépose de l'énergie dans le gaz, elle ionise le milieu, son énergie étant très supérieure au potentiel d'ionisation du gaz (26 eV pour le P10 [Oda06]). Ainsi,

des électrons d'ionisation sont créés le long de la trajectoire de la particule. Ces électrons doivent être recueillis sur le plan de détection. Ceci s'effectue grâce à un champ électrique présent au sein du volume actif. Celui-ci est appliqué grâce à une cathode (sur la partie supérieure) portée à un certain potentiel électrique négatif et à une succession d'électrodes de dérive (au nombre de 12) portées à des potentiels croissants par une résistance de 20 M Ω connectée entre chaque électrode. Une résistance de l'ordre de 200 M Ω est connectée entre la dernière électrode et la référence de potentiel afin que cette dernière électrode soit portée à un potentiel non nul.

La cathode est située dans la partie supérieure du volume actif et chaque électrode est séparée de la précédente par une distance de 0,5 cm. Ceci permet de garder un champ aussi homogène que possible avec des lignes de champ parallèles. La hauteur totale de dérive est de 63 mm. La Fig.3.3 montre une représentation du volume actif de la TPC.

Il faut noter la présence d'une source 3α au-dessus de la cathode qui peut être positionnée sur différents collimateurs.

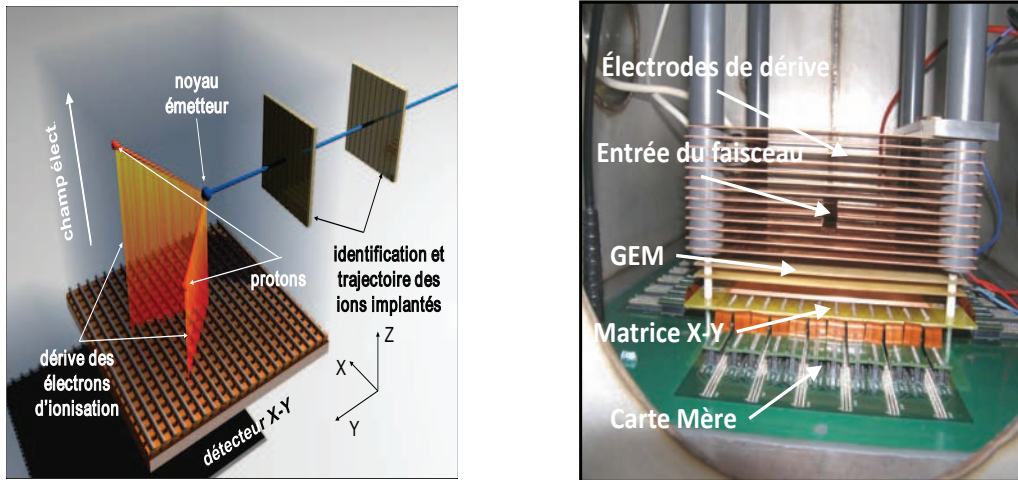


FIG. 3.3 – À gauche figure une vue schématique du volume actif de la TPC. Les ions lourds sont implantés au sein du milieu gazeux. Les produits de désintégration, ici les deux protons, sont alors détectés. Les particules chargées perdant de l'énergie le long de leur parcours, des électrons d'ionisation sont créés dans le gaz et dirigés vers la matrice de détection bidimensionnelle grâce à un champ électrique. Figurent également sur le schéma les deux détecteurs silicium servant à l'identification des ions. À droite figure une photographie du volume actif de la chambre et des différents éléments qui le constituent : les électrodes de dérive servant à l'application du champ électrique où l'on peut voir la fenêtre d'entrée du faisceau d'ions au centre du volume de dérive. Deux GEMs figurent également ainsi que la matrice de détection. Enfin, on aperçoit la carte mère servant à la lecture des pistes du détecteur. Ces éléments seront décrits plus loin.

Amplification du signal électronique : les GEMs

L'énergie approximative des électrons d'ionisation est de quelques électrons-volts. Leur nombre doit être amplifié afin d'obtenir un signal appréciable sur les plans de pistes. L'amplification du signal électronique utilise une technique particulière employant des GEMs (Gas Electron Multiplier). L'idée de ce procédé a été introduite en 1996 au CERN en vue d'amplifier les charges de dérive dans les détecteurs à gaz [Sau97] sans modifier notablement leur distribution spatiale. Un GEM est constitué de deux surfaces conductrices déposées sur une épaisseur d'isolant. Dans notre cas, l'isolant est constitué de kapton de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur recouvert sur chaque face par une surface conductrice de cuivre de $5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les GEMs utilisés ont une surface de $15 \times 15\ \text{cm}^2$, ce qui correspond à la surface de la matrice de détection et sont montés sur un support d'époxy de $2,54\ \text{mm}$ d'épaisseur. Ils sont percés de micro-trous de $70\ \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de $140\ \mu\text{m}$. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux faces du GEM. De par la faible épaisseur de celui-ci, le champ électrique régnant à l'intérieur du GEM est très important, de l'ordre de quelques dizaines de kV/cm [Sau97]. Lorsque les électrons passent dans les trous le long des lignes de champ, un phénomène d'avalanche est alors observé permettant de multiplier leur nombre. Typiquement, lorsque qu'un électron pénètre dans le GEM, on obtient entre 20 et 50 électrons d'ionisation en sortie.

La référence [Bac99] présente différents tests réalisés avec des GEMs et notamment avec des GEMs montés successivement les uns derrière les autres afin d'obtenir une amplification plus importante des signaux. Cette méthode, réalisée avec succès, a été employée pour la TPC. Ainsi un nombre de quatre GEM est monté au sein de la chambre et on atteint donc un facteur d'amplification du signal électronique de l'ordre de 10^6 . La Fig.3.4 montre une photographie d'un GEM observé au microscope optique.

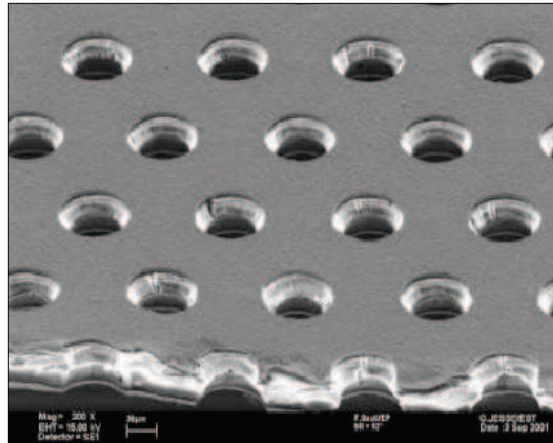


FIG. 3.4 – Photographie d'un GEM observé au microscope optique. Ce dispositif permet de multiplier les électrons d'ionisation. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux faces conductrices. Les électrons sont canalisés dans les trous et sont multipliés par phénomène d'avalanche. Les GEMs employés lors de l'expérience présentent des trous de $70\ \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de $140\ \mu\text{m}$.

La matrice de détection

Après en avoir amplifié leur nombre, les électrons d'ionisation sont collectés sur la matrice de détection. Celle-ci représente l'élément clé du dispositif. Ce type de détecteur a été réalisé dès 1998 pour obtenir une information en deux dimensions sur la trace de particules chargées [Bel99]. La matrice de la TPC est constituée de 1536 pistes formant deux plans orthogonaux de 768 pistes chacun : le plan des anodes et le plan des cathodes. Le plan des cathodes, constituant le jeu inférieur est constitué de pistes de cuivre de largeur $150\ \mu\text{m}$ et espacées de $200\ \mu\text{m}$. Celles-ci sont déposées sur une surface d'époxy. Le plan des anodes, constituant le jeu supérieur est constitué de pistes de $50\ \mu\text{m}$ de large et espacées de $100\ \mu\text{m}$ connectées deux à deux à chaque extrémité. Celles-ci sont déposées sur une épaisseur de kapton de $50\ \mu\text{m}$ les séparant des cathodes. Les pistes des deux plans ont une épaisseur de $5\ \mu\text{m}$. La Fig.3.5 montre une photographie du détecteur à micro-pistes observé au microscope. La surface de la matrice est de $15,36 \times 15,36\ \text{cm}^2$.

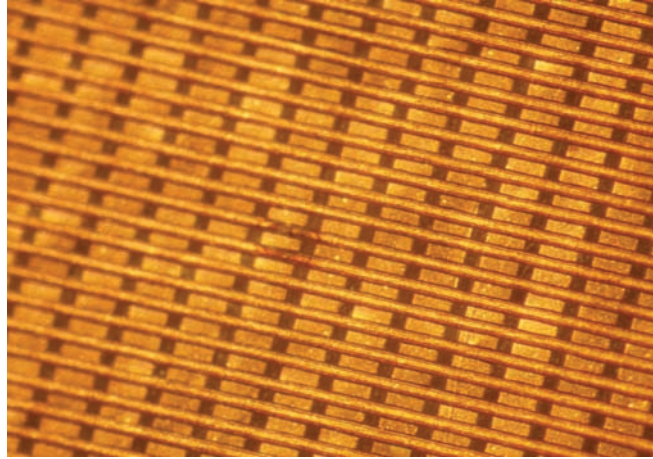


FIG. 3.5 – Photographie de la matrice de détection. Celle-ci est constituée de deux jeux orthogonaux de pistes. Les pistes du plan inférieur ont une largeur de $150\ \mu\text{m}$ et sont espacées de $200\ \mu\text{m}$. Elles sont déposées sur une surface d'époxy. Les pistes constituant le jeu supérieur sont espacées de $100\ \mu\text{m}$ et ont une largeur de $50\ \mu\text{m}$. Elles sont déposées sur une surface de kapton les séparant du plan de pistes inférieur.

Une différence de potentiel de l'ordre de 10-20 V est appliquée entre les deux plans de pistes afin d'équilibrer les charges collectées sur chaque plan de par le fait que la surface des anodes est plus faible que celle des cathodes [Bre99].

3.2.3 Points de fonctionnement de la TPC

Les éléments précédemment décrits nécessitent d'être alimentés par des hautes tensions afin d'assurer la dérive des électrons vers la matrice de détection ainsi que le fonctionnement des GEMs. Des tests ont été effectués afin de déterminer les points de fonctionnement optimaux [Bla10]. Au cours de l'expérience, nous avons été amenés à faire fonctionner la TPC à des pressions de 1 bar et 0,5 bar. Le Tab.3.1 donne les hautes tensions appliquées sur la cathode de dérive et sur les GEMs suivant les conditions expérimentales.

		1 bar	500 mbar
cathode de dérive		-4200	-2500
GEM 0	haut	-2069	-1773
	bas	-1694	-1452
GEM 1	haut	-1569	-1328
	bas	-1200	-1016
GEM 2	haut	-1118	-928
	bas	-740	-614
GEM 3	haut	-569	-392
	bas	-209	-131

TAB. 3.1 – *Points de fonctionnement optimaux concernant les hautes tensions appliquées aux GEMs et à la cathode de dérive. Le jeu de valeurs est différent suivant la pression de fonctionnement. Les valeurs des tensions vont croissant en allant vers la matrice de détection, ceci afin de diriger les électrons d'ionisation vers cette dernière.*

La Fig.3.6 montre un schéma récapitulant les dimensions de la chambre et la distance entre les divers éléments précédemment décrits. Le volume global de dérive est de $15,36 \times 15,36 \times 7,1 \text{ cm}^3$. La hauteur de dérive est de 6,3 cm (12 électrodes espacées de 0,5 cm) augmentée de la distance entre la dernière électrode de dérive et le premier GEM qui est d'environ 0,8 cm. Celle séparant les GEMs est de 0,5 cm. Enfin, le dernier GEM est séparé de la matrice de détection par une distance de 1 cm. Ces distances employées ont été déterminées lors de tests et correspondent au régime de fonctionnement optimal de la chambre.

Après avoir décrit le fonctionnement de la TPC, nous allons étudier l'électronique de lecture des différentes voies du détecteur.

3.3 Traitement des signaux de la TPC

3.3.1 Principe général

Nous avons vu précédemment que la TPC présente deux plans de pistes orthogonaux de 768 pistes. On veut mesurer pour chaque piste une information relative à l'énergie collectée et à l'instant d'arrivée du signal électronique sur la piste. Il est donc nécessaire de développer une électronique qui prenne en charge la décision de déclencher la mesure d'un événement et qui assure la mesure de l'énergie déposée et de l'instant d'arrivée du signal sur chaque piste.

Un événement est accepté lorsqu'au moins une piste de chaque plan de détection déclenche. La logique employée est donc la suivante :

- un *OU* logique est effectué sur les pistes des anodes ;
- un *OU* logique est effectué sur les pistes des cathodes ;
- un *ET* logique est effectué entre les deux plans de pistes ;

Lorsqu'un événement se produisant dans la TPC déclenche le processus d'acquisition,

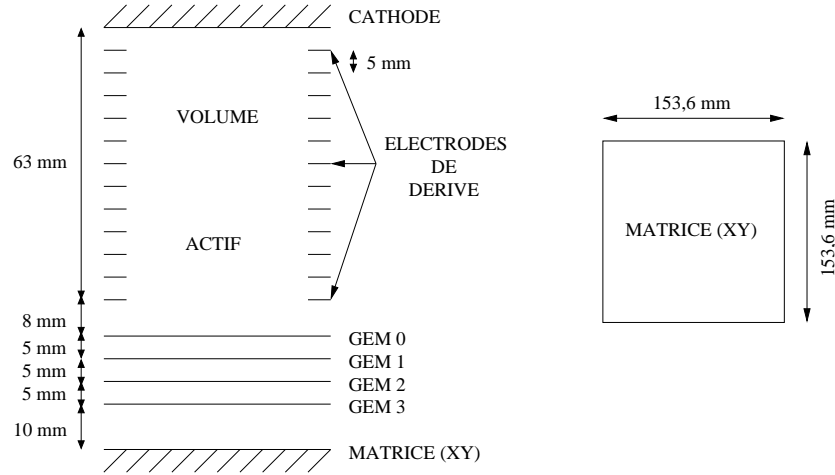


FIG. 3.6 – À gauche est représenté le schéma d'assemblage des différents éléments constituant le volume actif de la TPC. Figurent tout d'abord la cathode et les 12 électrodes de dérive permettant d'appliquer le champ électrique de dérive des électrons d'ionisation. Viennent ensuite les 4 GEMs et la matrice de détection. Les distances entre les différents éléments sont indiquées et sont celles employées au cours de l'expérience. À droite figurent les dimensions du plan de détection.

un signal de *trigger* est généré. Ceci représente l'instant de début des mesures t_0 . Il est alors nécessaire d'effectuer la mesure de l'énergie collectée sur chaque piste et de pouvoir mesurer le temps d'arrivée du signal sur les pistes. Vu le nombre important de voies à traiter, une électronique intégrée a dû être développée ainsi qu'une gestion particulière des voies du détecteur [Pib07].

3.3.2 Gestion des voies de la TPC

En prenant en compte les 768 pistes de chaque plan de détection qui nécessitent chacune une mesure en énergie et temps, nous avons en tout 3072 informations à traiter pour un événement ayant lieu dans la chambre. Afin de limiter le nombre de voies de lecture et donc le temps mort, seule une piste sur deux sera lue pour en tirer l'information énergétique et temporelle. Cela limite donc le nombre de voies de lecture à 1536. La moitié des pistes restantes sont connectées par groupe de 64 sur chaque plan de pistes. Ceci permet de regrouper l'information en énergie par groupe de pistes et, en amplifiant les signaux correspondants et en les codant sur des ADC, d'obtenir une information sur l'énergie totale déposée par un événement. Durant l'expérience, cette information n'a pas été utilisée.

Nous allons ainsi présenter le système de lecture des 1536 voies énergie et temps. Ceci est assuré au moyen d'une électronique intégrée, qui repose sur la technologie ASIC (Application-Specific Integrated Circuits). Sur chaque plan de pistes, 6 cartes support sont utilisées qui permettent la lecture de 64 pistes. Chaque carte comporte deux modules, dits modules hybrides, chaque module étant constitué d'un circuit intégré assurant la

lecture des voies énergie et d'un circuit intégré assurant la lecture des voies temps. La Fig.3.7 montre une photographie d'une de ces cartes où les deux modules sont visibles.

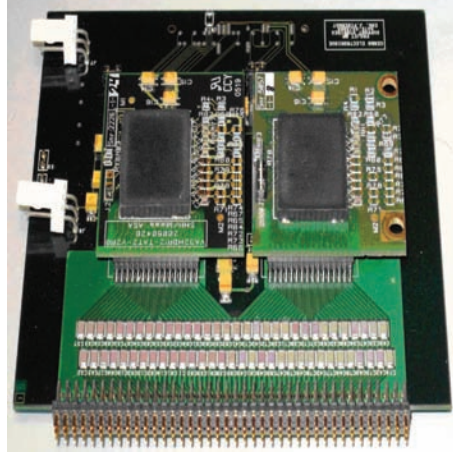


FIG. 3.7 – Photographie d'une carte électronique assurant la lecture d'un groupe de 64 pistes de la TPC. On distingue les deux modules hybrides permettant chacun la lecture de 32 voies énergie et 32 voies temps du détecteur.

Ainsi, l'électronique de lecture se fait par groupe de 32 voies. Je vais donc décrire en détail le processus utilisé, qui est commun à l'ensemble des modules, à savoir la procédure de déclenchement d'une voie, l'obtention des signaux énergies et des signaux temps. Dans la suite, le début de traitement d'un événement sera noté t_0 . La durée de la mesure t_{ref} est fixée par l'expérimentateur. Au bout de cette durée, il est nécessaire d'avoir mesuré la charge collectée par les pistes, et l'ensemble des mesures temporelles. Le principe consiste à stocker ces informations sous forme de tensions qui sont proportionnelles respectivement à l'énergie déposée et à la durée séparant l'arrivée du signal sur la piste du signal de référence t_{ref} . À la fin des mesures, il faut lire les données stockées. La TPC génère alors un signal d'horloge à 1 MHz qui assure la lecture successive des 32 voies énergie et temps. Ainsi, on obtient en sortie pour chaque plan de pistes deux signaux qui se présentent sous la forme d'un train de 32 signaux analogiques correspondant aux signaux énergies et temps de 32 pistes. La Fig.3.8 montre le chronogramme de mesure des signaux énergie et temps pour 32 voies de la TPC.

3.3.3 Procédure de déclenchement d'une voie

Les charges électroniques créées dans le volume actif sont collectées par les pistes, ce qui implique un courant électrique sur chaque piste touchée. Le courant délivré doit être tout d'abord converti en une tension à l'aide d'un préamplificateur de charges. La tension mesurée est alors proportionnelle à la charge collectée sur la piste. Une étape de comparaison à un signal de seuil doit alors être effectuée. Le signal précédent subit une amplification rapide grâce à un amplificateur qui donne une image du courant créé sur la piste. La tension de sortie est alors comparée à une tension seuil au moyen d'un

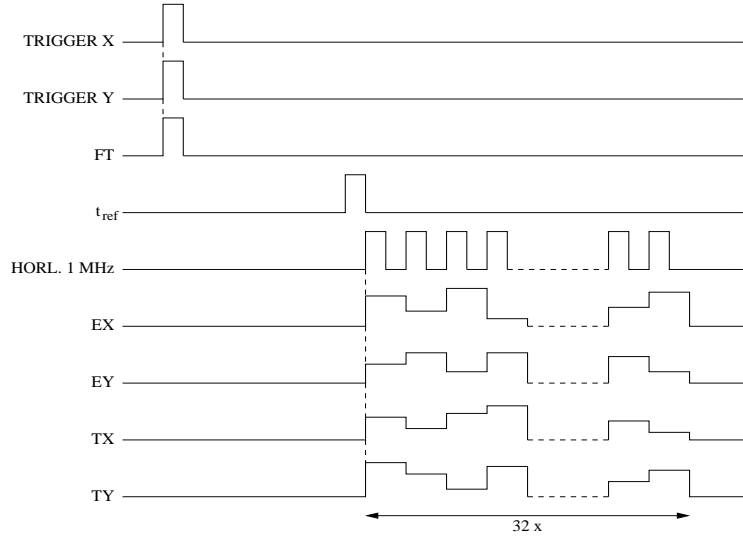


FIG. 3.8 – Chronogramme de mesure des signaux énergie et temps pour un groupe de 32 pistes. Lorsqu'un événement déclenche au moins une piste de chaque plan de détection (signaux *TRIGGER X* et *TRIGGER Y*), un signal logique de déclenchement *FT* est généré. Au bout d'une durée t_{ref} , l'ensemble des valeurs énergie et temps sont mémorisées et prêtes à être envoyées au système d'acquisition. Un signal d'horloge *HORL* à 1 MHz est alors généré qui assure la lecture de 32 voies énergie et temps sur les deux plans de pistes. Quatre trains de signaux analogiques sont alors générés correspondant aux signaux énergie *EX* et *EY* et aux signaux temps *TX* et *TY*.

comparateur. Si celle-ci lui est supérieure, un signal logique de *trigger* est généré en sortie du comparateur. Lorsque deux *triggers*, à savoir un pour chaque plan de pistes, sont en coïncidence, ceci marque le début de traitement d'un événement t_0 .

3.3.4 Obtention des signaux énergie

La mesure des signaux énergie nécessite une mise en forme lente des signaux issus des préamplificateurs de charge. L'objectif est en effet d'obtenir pour chaque piste une tension proportionnelle à la quantité totale de charges collectée sur la piste en question. Le principe consiste à stocker cette tension aux bornes d'un condensateur à l'aide d'un montage suiveur-bloqueur.

La mesure des signaux énergie est effectuée de façon commune au groupe de 32 pistes. Ainsi, si l'une des 32 pistes déclenche, à l'instant de déclenchement t_{seuil} , la charge des condensateurs démarre. Puis, à l'instant $(t_{seuil} + \tau)$, la charge des condensateurs est stoppée. La tension aux bornes des condensateur est alors directement proportionnelle à l'énergie déposée sur les pistes en question. La valeur de τ est prise de telle sorte que l'intégration du signal soit suffisamment longue pour prendre en compte l'ensemble des charges collectés sur les 32 pistes. Elle vaut environ $2,3 \mu s$. La valeur des signaux énergie est alors "mémorisée" aux bornes de chaque condensateur.

3.3.5 Obtention des signaux temps

La mesure de l'information temporelle se fait piste par piste par un principe de conversion temps-amplitude. Pendant une certaine durée, un condensateur de capacité C_T est chargé par un courant constant I_T . À l'instant t_{seuil} pour lequel une piste dépasse le seuil de déclenchement, la charge du condensateur commence. Au temps de référence t_{ref} marquant la fin d'une mesure, la charge est arrêtée. La tension aux bornes du condensateur, donnée Éq.3.1, est proportionnelle à la durée écoulée entre l'instant de déclenchement de la piste et le temps de référence de fin de mesure. Ainsi, pour chacune des pistes, une rampe de tension est démarrée au moment où la piste dépasse le seuil de déclenchement et est arrêtée à l'instant de référence t_{ref} marquant la fin de mesure de l'événement.

$$V_T = \frac{I_T}{C_T} (t_{ref} - t_{seuil}) \quad (3.1)$$

Soient deux pistes numérotées 1 et 2. On suppose que $t_{seuil}^1 < t_{seuil}^2$, donc la piste 1 déclenche plus tôt que la piste 2. Au temps t_{ref} , qui marque l'arrêt commun des deux rampes, on a $V_T^1 > V_T^2$, ce qui signifie que la rampe de tension a une valeur plus grande pour la piste 1 que pour la piste 2. La Fig.3.9 illustre ce phénomène. Ainsi, plus une piste déclenche tôt et plus la valeur temps correspondante est élevée, ceci étant dû à la logique de mesure effectuée par rapport à un stop commun.

Notons également qu'une piste par groupe de 32 n'est pas utilisable pour les mesures temporelles. Celle-ci est utilisée pour sélectionner la polarité des signaux de déclenchement des pistes.

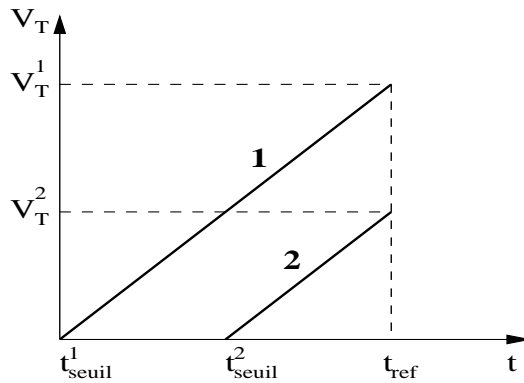


FIG. 3.9 – Représentation schématique du principe de mesure des temps pour deux pistes ne déclenchant pas au même instant t_{seuil} . Le principe équivaut à démarrer une rampe de tension à l'instant de déclenchement de chaque piste. Ces rampes sont arrêtées au même instant de référence t_{ref} . Plus une piste déclenche tôt, plus la valeur temporelle correspondante est élevée.

3.3.6 Résumé de la procédure de traitement de la totalité des voies du détecteur

Le traitement d'un événement débute à l'instant t_0 de génération d'un trigger lorsque deux pistes appartenant chacune à un plan de détection différent déclenchent en coïncidence. Le seuil de déclenchement V_{seuil} d'un événement physique est déterminé par l'expérimentateur. Deux seuils différents peuvent être appliqués, un pour chaque plan de piste. À ce moment-là commence le traitement électronique de l'événement qui va durer pendant un intervalle de temps t_{ref} déterminé par l'expérimentateur et correspondant à la fin de traitement de l'événement.

L'électronique intégrée procède au traitement des pistes par groupe de 32 voies. Pour les mesures temporelles, une rampe de tension est démarrée à l'instant de déclenchement de la piste en question et arrêtée au temps de référence t_{ref} . Ainsi, on mesure une tension proportionnelle à la durée écoulée entre le déclenchement de la piste et la fin des mesures. Pour une piste qui ne déclenche pas, une valeur nulle est alors mesurée. Ce principe de mesure est valable pour l'ensemble des 768 voies du détecteur en prenant en compte les deux plans de pistes.

La mesure de l'énergie collectée par les pistes est effectuée par groupe de 32 voies. À partir du moment où une piste parmi 32 déclenche, la mesure des 32 voies commence. Une mise en forme des signaux est effectuée, qui dure environ $2,3 \mu s$. Après ce laps de temps, les valeurs sont stockées sous forme de tensions aux bornes de condensateurs qui demeurent proportionnelles à l'énergie collectée sur chacune des pistes. Si jamais aucune des 32 voies ne déclenche, un signal logique est envoyé à l'ensemble des 32 voies afin de mesurer des valeurs correspondant au bruit électronique à l'instant t_{ref} .

À cet instant, le système est prêt à lire l'ensemble des valeurs énergie et temps qui sont stockées. Un signal d'horloge à 1 MHz assure cette fonction. Les 384 pistes de chaque plan sont donc lues les unes à la suite des autres et on obtient en sortie quatre signaux analogiques séquencés qui correspondent aux signaux énergie et temps des deux plans de pistes. En réalité ces signaux sont générés en polarité positive et négative après avoir été amplifiés afin de les coder sous forme différentielle par le système d'acquisition.

La durée d'un cycle de mesure est donc de $(t_{ref} + 384) \mu s$. Les valeurs de t_{ref} typiquement employées varient entre 8 et 10 μs .

3.4 Procédure d'acquisition des données

Dans ce paragraphe, nous allons décrire la logique employée pour l'acquisition des données lors de l'expérience e457a. La Fig.3.10 montre le schéma de la logique utilisée.

La procédure d'acquisition est déclenchée par un signal de trigger FT (*Fast Trigger*) envoyé par la TPC signifiant qu'un événement a déclenché sur les deux plans de pistes et est prêt à être envoyé au système. Le module GMT (*General Master Trigger*) décide si l'événement est accepté ou non. Dans le premier cas, le module GMT permet tout d'abord d'envoyer un signal FTA (*Fast Trigger Accepté*) à la TPC. De plus, il est nécessaire lorsque le système est en cours de traitement d'interdire la prise en compte d'un nouvel événement. Ainsi, le signal FTA permet le déclenchement d'une porte logique qui entraîne

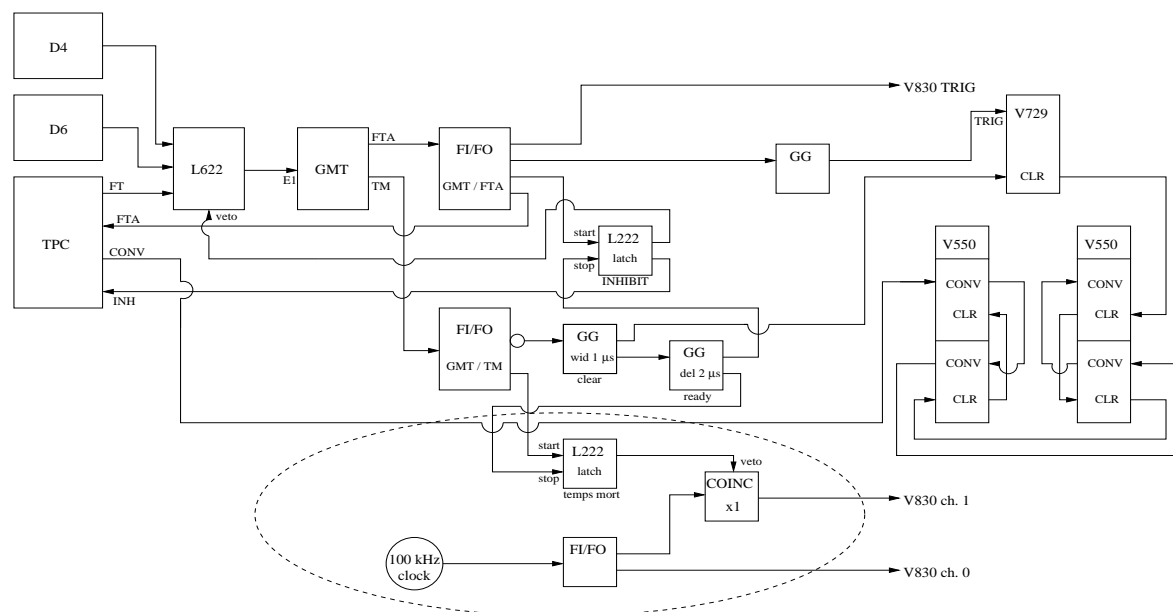


FIG. 3.10 – Représentation schématique de la logique d’acquisition des signaux TPC. La logique de mesure du temps mort est entourée par l’ellipse en tirets. Se reporter au texte pour davantage de détails.

un signal d'*inhibit* (INH) de la TPC.

Le système d'acquisition permet également une estimation du temps mort. En effet, le GMT délivre aussi un signal logique TM durant la totalité du traitement d'un événement. Une horloge à 100 kHz est envoyée sur l'échelle V830. Lorsque l'acquisition est en temps mort, un veto est envoyé sur le même signal d'horloge dupliqué. Celui-ci est aussi comptabilisé sur l'échelle. Le rapport entre les deux signaux donne alors une estimation du temps mort. Le temps mort représente le temps de traitement d'un événement. Dans notre cas, il est nécessaire de coder les 1536 voies énergie et temps de la TPC. Ceci est assuré par les modules CRAMs (V550) qui codent les quatre signaux différentiels multiplexés envoyés par la TPC correspondant aux signaux énergie et temps des deux plans de pistes. Pour cela, la TPC envoie un signal de conversion CONV aux CRAMs qui correspond au signal d'horloge à 1 MHz de lecture des voies. De plus, il est nécessaire de coder les *triggers*, les informations des GEMs ainsi que celles relatives aux temps de vol et aux énergies déposées dans les détecteurs silicium. Ceci est assuré par des échelles et des ADC classiques. Le codage de ces informations prend environ 400 μ s, ce qui correspond à la durée d'un cycle décrit au paragraphe 3.3.6.

L'ensemble des échelles, CRAMs et ADC sont montés sur un châssis VXI. Il est ensuite nécessaire d'enregistrer les données. Les données présentes sur ces modules sont lues et stockées, ce qui représente une durée d'environ 1 ms pour l'ensemble des voies.

Ceci implique un temps mort d'environ 1,4 ms pour un événement.

Quand l'acquisition n'est plus en temps mort, le signal TM devient nul ; un signal logique est alors généré afin d'assurer l'effacement des données des CRAMs et de l'échelle V729. Un délai de 2 μ s est assuré avant la fin de la mesure du temps mort et de l'inhibit

TPC. Un nouvel événement peut alors être codé par le système d'acquisition. La Fig.3.11 montre les différents signaux d'acquisition au cours du temps.

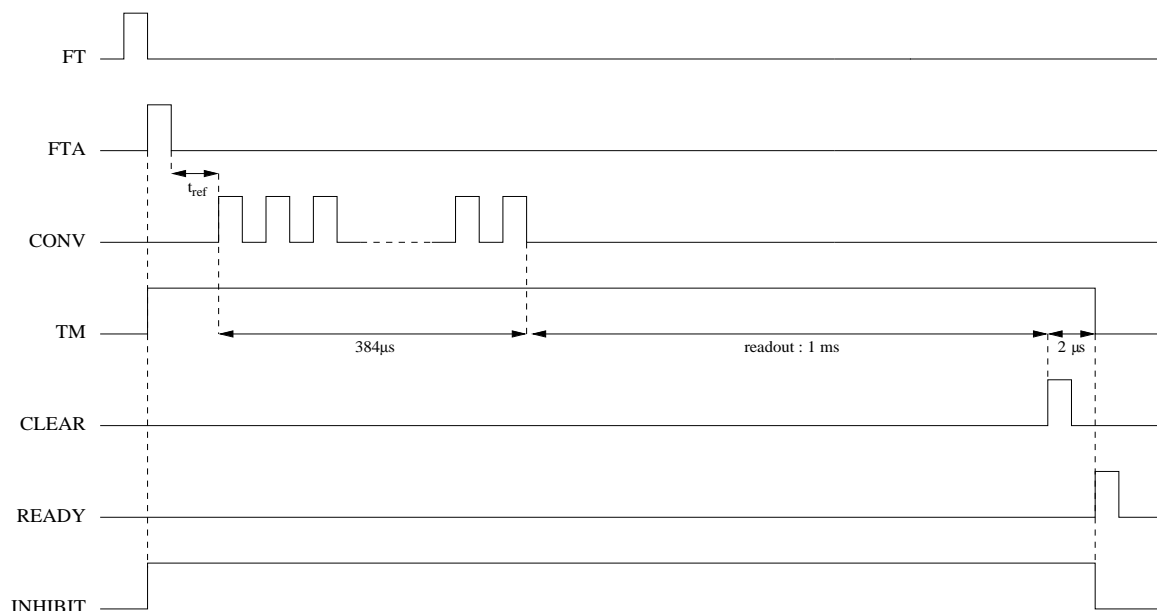


FIG. 3.11 – Schéma des différents signaux logiques d'acquisition au cours du temps. Lorsqu'un événement déclenche la TPC, un signal *FT* est envoyé par celle-ci. Si l'acquisition est disponible, un signal d'acceptation du trigger *FTA* est envoyé à la TPC. Parallèlement, un signal de temps mort *TM* pour la mesure du temps mort est démarré et un signal *INHIBIT* d'interdiction de déclencher pour la TPC. Après une durée t_{ref} , la TPC est prête à envoyer l'événement grâce à un train de 384 impulsions à 1 MHz qui forme le signal de conversion *CONV*. Une phase d'enregistrement des données *readout* de 1 ms est alors entamée. À la fin de cette période, une remise à zéro des modules est effectuée par un signal *CLEAR*. Après un délai de 2 μ s, un signal *READY* est généré afin de relâcher l'inhibit et d'arrêter la mesure de temps mort. Le système est prêt à traiter l'événement suivant.

Chapitre 4

Traitement des données expérimentales

Il sera question dans ce chapitre de présenter les procédures d'analyse de base nécessaires aux études des décroissances des noyaux dignes d'intérêt. En effet, malgré la sélection effectuée par les dispositifs présents sur la ligne du faisceau, plusieurs nucléides sont implantés dans le détecteur. Nous verrons donc comment ces ions sont identifiés et comment leur sont corrélés les événements de décroissance.

Ensuite, nous verrons la procédure de traitement des signaux bruts délivrés par la TPC, en particulier les étalonnages nécessaires à l'obtention de spectres analysables.

Enfin, une dernière partie sera consacrée à l'étalonnage en énergie des événements de radioactivité observés dans la chambre afin de déduire l'énergie totale déposée au cours d'un événement.

4.1 Identification des noyaux d'intérêt

Les produits issus de la réaction de fragmentation sur la cible représentent différents types de noyaux parmi lesquels figurent les noyaux d'intérêt. Après la sélection de la région d'étude par le spectromètre LISE3 (voir paragraphe 3.1), il subsiste encore différents nucléides parmi lesquels doivent être identifiés les noyaux qui nous intéressent. Je vais donc décrire la procédure employée pour sélectionner les noyaux exotiques que l'on désire étudier.

4.1.1 Paramètres d'identification

L'identification des ions repose sur plusieurs paramètres expérimentaux mesurés pour chaque noyau transmis dans le dispositif de détection. Ils représentent des mesures de temps de vol et de perte d'énergie obtenues par des galettes micro-canaux et des détecteurs silicium placés avant le dispositif d'implantation. La Fig.4.1 présente les différents paramètres utilisés : deux mesures de temps de vol T1G1D6 et T1G2D6 entre chaque galette et le détecteur silicium E1, une mesure de temps de vol entre l'impulsion haute-fréquence du deuxième cyclotron et le détecteur E1, et enfin deux mesures de perte d'énergie E1D6 et E2D6 respectivement dans les détecteurs silicium E1 et E2.

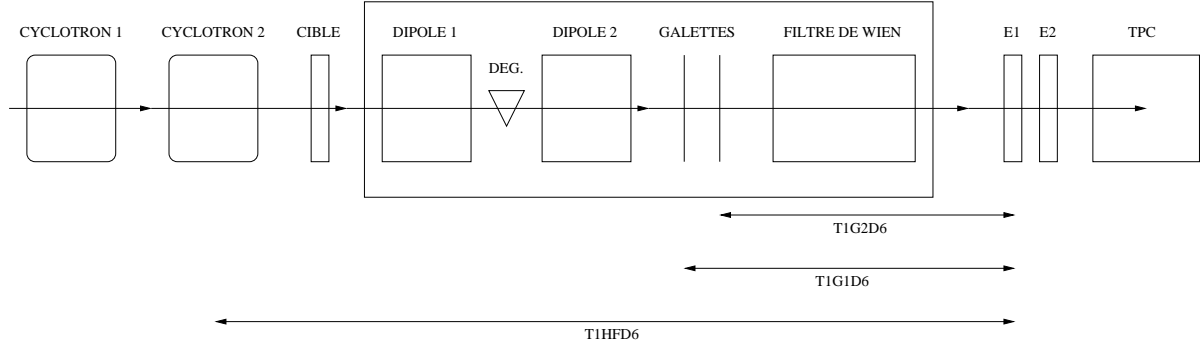


FIG. 4.1 – Schéma représentatif des différents éléments de production et de sélection des ions. On distingue les deux gallettes micro-canaux situées entre le deuxième dipôle et le filtre de Wien du spectromètre LISE3 et les détecteurs silicium E1 et E2 placés avant la chambre. Ces derniers permettent des mesures de perte d'énergie quand le faisceau les traverse. Figurent également les mesures de temps de vol T1G1D6 et T1G2D6 entre le détecteur E1 et les gallettes et le temps de vol T1HFD6 entre l'impulsion haute-fréquence du deuxième cyclotron et E1.

4.1.2 Matrices d'identification

L'ensemble des paramètres d'identification permet de construire des matrices d'identification en représentant par exemple une perte d'énergie en fonction d'un temps de vol. La Fig.4.2 montre un exemple de matrice représentant la perte d'énergie E1D6 en fonction du temps de vol T1G1D6. À l'intersection de lignes à nombre de charge Z et troisième composante de l'isospin T_z constants, apparaissent les identifications des différents noyaux traversant le dispositif de détection. Cette matrice montre l'identification de noyaux produits avec un taux de comptage relativement important, comme ^{52}Ni qui figure ici du côté le plus exotique. Dans ce cas précis, les emplacements des différents noyaux sont suffisamment distincts en raison d'une statistique élevée par rapport au bruit de fond pour sélectionner l'ion à étudier par un simple contour rectangulaire autour du noyau considéré.

Cas particulier des temps de vol haute-fréquence du cyclotron T1HFD6

Le paramètre temps de vol T1HFD6 doit être traité de façon particulière : en effet lorsqu'une fragmentation a lieu sur la cible, la distribution en temps des fragments produits arrivant dans le détecteur silicium E1 est plus grande que l'intervalle de temps entre deux impulsions successives du cyclotron. Comme le temps mesuré pour un noyau correspond à l'intervalle de temps entre le passage d'un noyau dans E1 et l'impulsion HF suivante, une correction doit être effectuée pour les noyaux traversant E1 après cette première impulsion. La Fig.4.3 illustre ce phénomène.

Nous avons ainsi présenté les différentes observables expérimentales qui permettent de construire des matrices de pertes d'énergie en fonction de temps de vol employées pour l'identification des ions. À partir des noyaux produits en quantité suffisante identifiés par

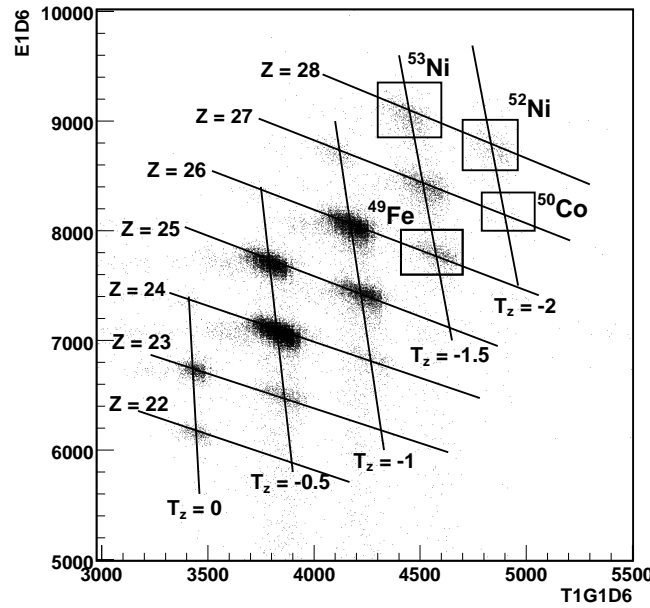


FIG. 4.2 – Exemple de matrice d'identification représentant l'énergie déposée dans le premier détecteur silicium E1D6 en fonction du temps de vol T1G1D6. À l'intersection de lignes à Z et T_z constants apparaissent les emplacements des différents noyaux implantés dans le dispositif de détection. Les ions présentés ici sont produits en quantité suffisante pour pouvoir les identifier par des contours rectangulaires. Figurent à titre d'exemple les contours des ions ^{49}Fe , ^{50}Co , ^{53}Ni et ^{52}Ni .

des contours rectangulaires, il sera possible d'extrapoler la place occupée sur les matrices d'identification par les noyaux exotiques très peu produits.

4.1.3 Procédure d'identification des noyaux peu produits

Les noyaux concernés ici sont ^{43}Cr et ^{45}Fe . La méthode employée pour les identifier se décompose en trois étapes détaillées ci-dessous :

- l'identification des noyaux produits avec un taux de comptage élevé ;
- le calcul des polynômes d'extrapolation pour prévoir l'emplacement des noyaux peu produits ;
- le calcul du rayon d'identification permettant de décider de l'identification d'un ion.

Identification des ions produits avec un taux de comptage élevé

L'identification de ces ions va servir de point de départ afin de déterminer précisément leur emplacement sur les différentes matrices. Six matrices d'identification pertes d'énergie en fonction des temps de vol sont construites pour réaliser ces identifications. Le Tab.

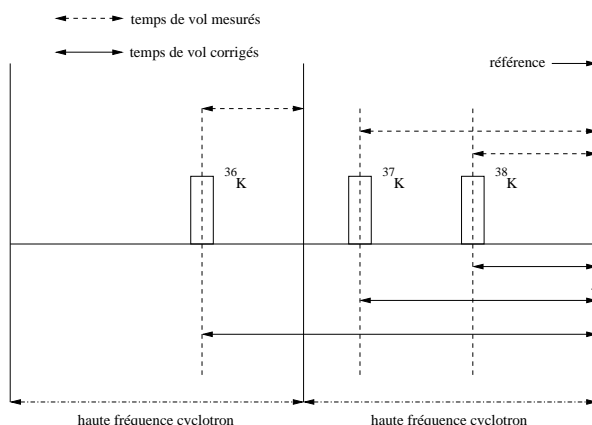


FIG. 4.3 – Ce schéma illustre la mesure du temps de vol haute-fréquence $T1HFD6$. Elle correspond au temps séparant le passage du noyau dans $E1$ de l'impulsion suivante. Si la référence est prise sur les noyaux moins exotiques ^{38}K et ^{37}K , alors il faut ajouter au temps de vol mesuré pour ^{36}K l'intervalle de temps entre deux impulsions haute-fréquence. Les flèches en tirets indiquent les temps de vol mesurés et les flèches en trait plein correspondent aux temps de vol corrigés.

4.1 résume les différentes combinaisons possibles. Des contours rectangulaires sont créés autour de ces noyaux.

paramètres	T1G1D6	T1G2D6	T1HFD6
E1D6	×	×	×
E2D6	×	×	×

TAB. 4.1 – Ce tableau résume l'ensemble des matrices construites pour identifier les ions. Chaque croix représente une matrice perte d'énergie en fonction d'un temps de vol.

Si on considère un type de noyau particulier, la valeur prise pour un des paramètres est distribuée autour d'une valeur moyenne. Il en est de même avec chaque paramètre et pour chaque noyau. Ainsi, après avoir créé un contour du noyau, on effectue une projection sur chacun des paramètres. Les histogrammes ainsi produits sont ajustés par une gaussienne dont le centre donne la valeur moyenne du paramètre et l'écart-type la dispersion autour de cette valeur. En faisant cette procédure pour différents noyaux, on obtient un jeu de valeurs pour les paramètres d'identification et leurs écarts-types en fonction de Z et de T_z . L'ensemble des noyaux utilisés pour obtenir les différents jeux de valeurs sont présentés Tab.4.2.

Polynômes d'extrapolation

Afin d'identifier les noyaux plus exotiques, on va ajuster des polynômes d'extrapolation de degré 2 en fonction de Z et T_z pour chaque paramètre grâce aux noyaux identifiés

	$^{35}_{17}\text{Cl}$	$^{34}_{17}\text{Cl}$	$^{36}_{18}\text{Ar}$	$^{38}_{19}\text{K}$	$^{35}_{18}\text{Ar}$	$^{37}_{19}\text{K}$	$^{39}_{20}\text{Ca}$	$^{36}_{19}\text{K}$	$^{38}_{20}\text{Ca}$	$^{40}_{21}\text{Sc}$	$^{41}_{22}\text{Ti}$
E1D6	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
E2D6		×	×		×	×		×	×		×
T1G1D6	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
T1G2D6	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
T1HFD6		×	×	×		×	×	×	×	×	×

TAB. 4.2 – Ce tableau montre l'ensemble des noyaux suffisamment produits et utilisés pour obtenir un jeu de valeurs en fonction de Z et T_z pour les paramètres d'identification. La présence d'une croix signifie que le noyau a été utilisé pour le paramètre en question. Pour E2D6, la résolution étant moins bonne, certains noyaux n'ont pu être utilisés. Il en est de même pour T1HFD6 lorsque l'emplacement du noyau chevauche deux cycles HF du cyclotron.

plus haut. L'Éq.4.1 donne l'expression de ce polynôme où $\alpha_j(i)$ représente le $i^{\text{ème}}$ coefficient pour le paramètre d'identification j .

$$\begin{aligned}
P_j(Z, T_z) = & \left(\alpha_j(1) + \alpha_j(2) * Z + \alpha_j(3) * Z^2 \right) \\
& + \left(\alpha_j(4) + \alpha_j(5) * Z + \alpha_j(6) * Z^2 \right) * T_z \\
& + \left(\alpha_j(7) + \alpha_j(8) * Z + \alpha_j(9) * Z^2 \right) * T_z^2
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Selon les paramètres d'identification, il est nécessaire de mettre certains coefficients à zéro afin d'avoir une description réaliste des matrices d'identification, en particulier quand on s'approche des noyaux exotiques très peu produits. Les coefficients employés selon les paramètres d'identification sont répertoriés Tab.4.3. Cette procédure est également effectuée pour les écarts-types. Il faut noter que la variation en Z et T_z est alors considérée comme linéaire.

	$\alpha(1)$	$\alpha(2)$	$\alpha(3)$	$\alpha(4)$	$\alpha(5)$	$\alpha(6)$	$\alpha(7)$	$\alpha(8)$	$\alpha(9)$
E1D6	×	×	×	×	×	-	×	-	-
E2D6	×	×	×	×	×	-	×	-	-
T1G1D6	×	×	-	×	×	-	-	-	-
T1G2D6	×	×	-	×	×	-	-	-	-
T1HFD6	×	×	-	×	×	-	-	×	-
écarts-types	×	×	-	×	-	-	-	-	-

TAB. 4.3 – Table des coefficients $\alpha(i)$ du polynôme d'extrapolation en Z et T_z utilisés pour extrapoler les paramètres d'identification pour les noyaux exotiques peu produits. Les coefficients considérés sont identifiés par une croix ; ceux mis à zéro figurent par des tirets.

Les polynômes ainsi déterminés donnent les valeurs attendues des paramètres d'identification pour l'ensemble des noyaux, et en particulier ceux exotiques qui sont peu produits. Au niveau des matrices d'identification, cela permet de prévoir l'emplacement occupé par les différents ions implantés dans le dispositif.

Calcul du rayon d'identification

Les polynômes ainsi définis vont permettre d'identifier les noyaux d'intérêt de la manière suivante. Un noyau sera considéré comme identifié s'il se situe dans un rayon R inférieur à un certain rayon maximal R_{max} . R est défini Éq.4.2 en fonction du noyau considéré défini par son nombre de charges Z et sa troisième composante de l'isospin T_z , où P_i^{exp} , P_i^{cal} , σ_i représentent respectivement la valeur expérimentale, la valeur calculée par le polynôme et l'écart-type calculé pour le paramètre i .

$$R^2(P^{exp}, Z, T_z) = \sum_i \frac{(P_i^{exp} - P_i^{cal}(Z, T_z))^2}{\sigma_i^2(Z, T_z)} \leq R_{max}^2 \quad (4.2)$$

La Fig.4.4 montre l'effet de cette procédure sur la matrice d'identification représentant la perte d'énergie dans E1 en fonction de la première mesure de temps de vol T1G1D6.

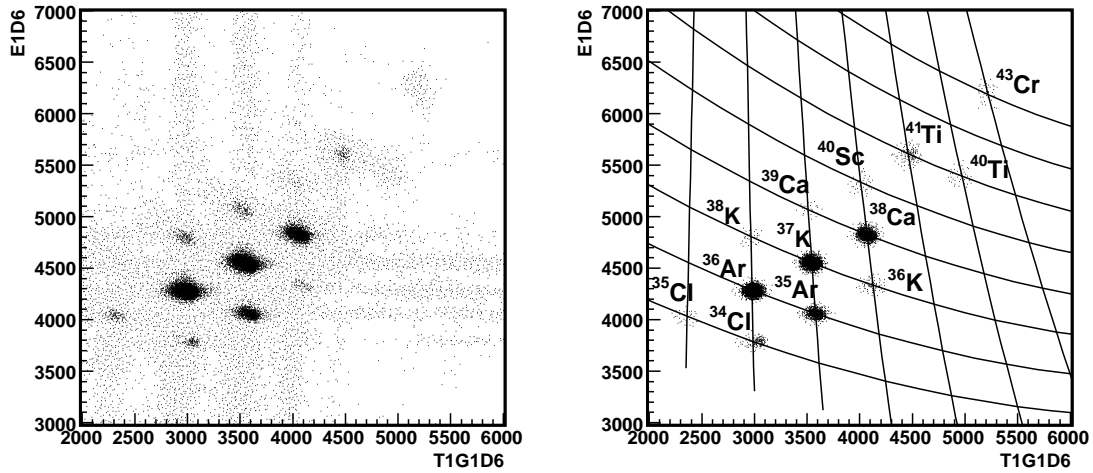


FIG. 4.4 – Effet de la procédure d'identification sur la matrice représentant la perte d'énergie dans le détecteur silicium E1 en fonction du temps de vol T1G1D6. À gauche figure la matrice avant la procédure d'identification et à droite celle après. Sur cette dernière sont reportés les polynômes d'identification ainsi que les différents noyaux identifiés, les moins exotiques ayant servi de base à l'établissement des polynômes. Dans ce cas précis, le rayon maximal est de 3. La procédure semble ici un peu trop sélective, réduisant ainsi le nombre de noyaux identifiés.

La valeur de R_{max} est choisie de façon à identifier un nombre maximum de noyaux, surtout pour les plus exotiques, mais aussi à minimiser les identifications multiples. Dans notre cas, un rayon total maximal de 6 a été considéré. Ceci a permis l'identification de 10 noyaux de ^{45}Fe . La Fig.4.5 montre les noyaux de ^{43}Cr et de ^{45}Fe identifiés après la procédure précédemment décrite. Au-delà d'une valeur de 6 pour le rayon maximal, commencent à apparaître des identifications multiples. C'est pour cette raison que cette valeur est utilisée, permettant ainsi un nombre d'identification maximal pour les noyaux ^{43}Cr et ^{45}Fe .

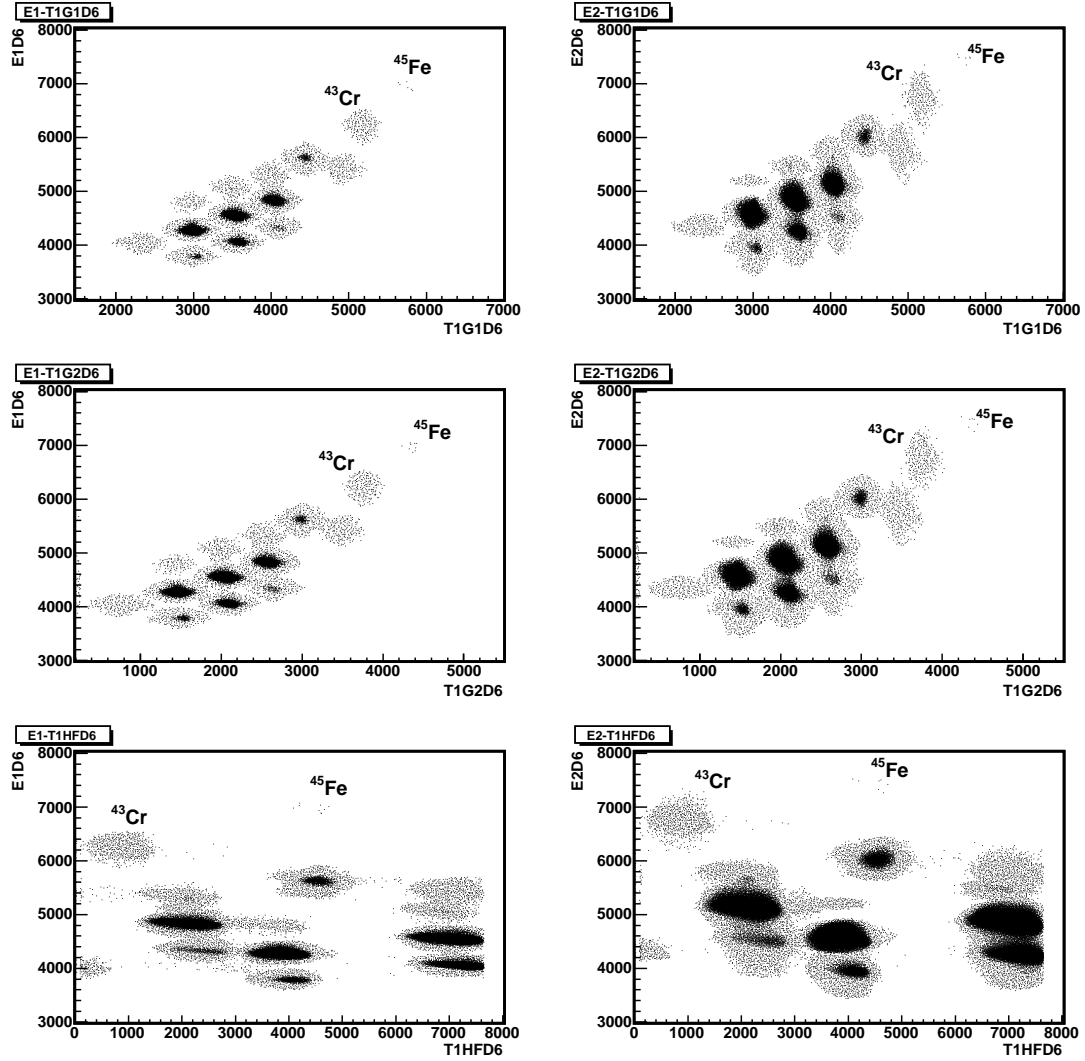


FIG. 4.5 – Identification des ions ^{45}Fe et ^{43}Cr . À gauche figure les matrices de perte d'énergie dans le détecteur $E1$ en fonction des trois temps de vol $T1G1D6$, $T1G2D6$ et $T1HFD6$ et à droite les mêmes figures pour la perte d'énergie dans $E2$. Le rayon maximal est ici de 6 afin de sélectionner un maximum d'ions tout en évitant des identifications multiples pour les ions moins exotiques. Sont indiquées les identifications de ^{45}Fe et ^{43}Cr .

Une fois les noyaux identifiés, il est maintenant nécessaire d'effectuer les corrélations entre un événement d'implantation identifié dans la chambre et une décroissance radioactive correspondante. La méthode utilisée est décrite au paragraphe suivant.

4.2 Corrélations entre événements d'implantation et de décroissance

Il a été décrit précédemment que les ions d'intérêt étaient implantés au sein de la TPC afin d'y observer leurs décroissances. Ainsi, deux types d'événements ont lieu au sein du détecteur : des événements d'implantation et des événements de décroissance. Lorsqu'un noyau implanté est identifié, il est nécessaire de corrélérer l'événement de décroissance correspondant, s'il existe.

Tout d'abord, il faut différencier ces deux types d'événements. Ceci est assuré par le fait que le détecteur silicium E1 est déclenché en coïncidence avec un événement d'implantation dans la TPC et ne déclenche pas pour un événement de décroissance. Quand un noyau est identifié, on ouvre une fenêtre temporelle durant laquelle tout événement de radioactivité sera corrélé à cette implantation. Cette méthode est illustrée Fig.4.6.

Ainsi, pour une implantation d'un noyau donné, plusieurs événements de radioactivités lui sont corrélés dont un au plus correspond à une radioactivité réelle de ce noyau. Les autres sont des corrélations fortuites provenant d'autres noyaux. Les radioactivités correspondant à des corrélations réelles contribuent à la décroissance exponentielle dans le spectre temporel des corrélations pour le noyau considéré tandis que les corrélations fortuites se répartissent aléatoirement sur l'ensemble du spectre et induisent une composante de fond constant. La Fig.4.7 illustre les composantes des corrélations réelles et fortuites dans le spectre de décroissance.

Remarque : au cours de l'expérience, certains événements d'implantation n'ont pas déclenché les détecteurs silicium et ont donc été considérés par la procédure d'analyse comme des radioactivités. Ils contribuent également à la composante de fond dans le spectre de décroissance.

Dans le chapitre qui va suivre, nous étudierons les noyaux ^{52}Ni , ^{43}Cr et ^{45}Fe . Nous effectuerons donc les corrélations temporelles pour ces noyaux. Le Tab.4.4 présente les temps de corrélation employés ainsi que les taux d'implantation moyens dans la chambre. Les fenêtres temporelles de corrélation correspondent à environ quatre fois la durée de vie du noyau en question, sauf pour ^{45}Fe où les durées de corrélation sont portées à 50 ms pour observer les décroissances des descendants de ^{45}Fe .

4.3 Obtention des spectres TPC

Nous allons décrire dans cette partie les différentes étapes nécessaires à obtenir les spectres TPC pour qu'ils puissent ensuite faire l'objet d'une analyse. En particulier, nous verrons les trois étapes d'étalonnage effectuées : en effet, chaque piste présentant un gain

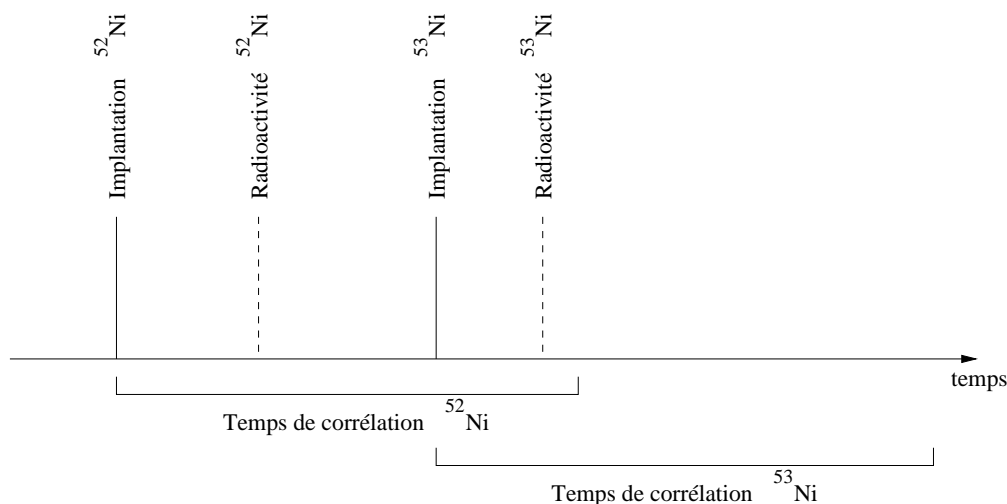


FIG. 4.6 – Illustration de la procédure de corrélations entre événements de radioactivité et d'implantation. En trait plein apparaissent deux événements d'implantation, l'un de ^{52}Ni et l'autre de ^{53}Ni . Considérant la fenêtre de corrélation de ^{52}Ni , deux radioactivités lui sont associées : la radioactivité réellement corrélée à ^{52}Ni et la radioactivité correspondant à ^{53}Ni qui compte pour une corrélation fortuite. Le noyau de ^{53}Ni a quant à lui comme événement corrélé sa seule vraie radioactivité.

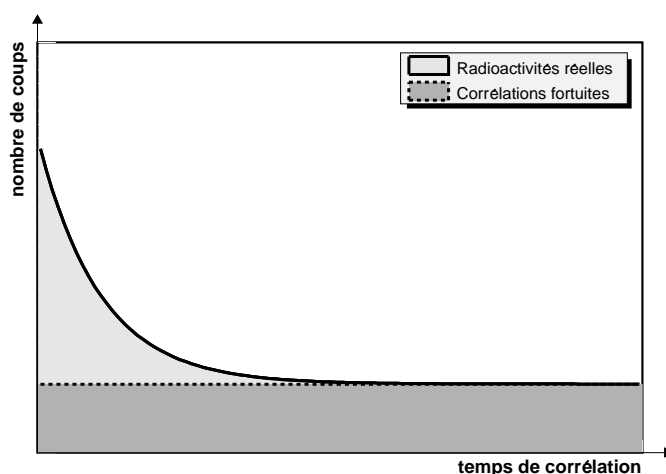


FIG. 4.7 – Illustration de la forme des corrélations temporelles obtenue pour un noyau donné. Figurent en gris clair les corrélations réelles appartenant au noyau qui donnent à la courbe de décroissance une forme exponentielle et en gris foncé les corrélations fortuites responsables d'un fond constant dans le spectre car distribuées de manière aléatoire.

noyaux	taux d'implantation	fenêtre de corrélation (ms)
^{52}Ni	13,4 noyaux/min	160
^{43}Cr	1,6 noyaux/min	80
^{45}Fe	3-4 noyaux/jour	50

TAB. 4.4 – Taux moyens d'implantation observés pour l'ensemble des noyaux analysés et fenêtres de corrélation correspondantes en millisecondes.

différent tant du point de vue du signal énergie que du signal temps, il faut donc effectuer une correction propre à chaque piste afin d'obtenir un signal exploitable.

4.3.1 Étalonnage des pistes du détecteur

L'étalonnage des pistes du détecteur repose sur trois types d'étalonnages successifs : un étalonnage avec un générateur d'impulsions, un étalonnage de fond et un étalonnage de correction faisceau.

Étalonnage avec le générateur d'impulsions

Ce premier étalonnage constitue l'étape fondamentale dans l'obtention des spectres. On utilise un générateur d'impulsions qui sont envoyées sur la face bas du dernier GEM. Ainsi une charge électrique est répartie uniformément à la surface du GEM et cette charge induit une même quantité de signal au même instant sur chaque piste. Les tensions de dérive et des GEMs sont coupées lors de l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Deux paramètres variables seront utilisés : la hauteur des impulsions et le temps de référence t_{ref} de fin des mesures temporelles commun aux différentes pistes de la TPC.

Étalonnage en énergie Nous considérons ici que chaque piste reçoit un signal induit identique et nous faisons varier la hauteur des impulsions délivrées par le générateur. La valeur de t_{ref} est fixée à 10 000 ns. L'étalonnage d'une piste se fait de la manière suivante : on mesure la valeur du signal brut pour un nombre suffisant d'événements pour chaque valeur des impulsions. Pour une valeur donnée des impulsions, on crée un histogramme des valeurs brutes en énergie pour la piste que l'on ajuste par une gaussienne. Le centre de la gaussienne donne la valeur moyenne du signal brut de la piste pour la hauteur d'impulsions considérée et l'écart-type donne l'erreur sur cette valeur moyenne. Ensuite, on trace un graphique représentant la hauteur des impulsions en fonction du signal brut moyen de la piste. Ce graphique est ajusté par une droite dont le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine constituent respectivement les deux paramètres d'étalonnage en énergie de la piste a_E et b_E obtenus avec le générateur d'impulsions. Ceci est effectué pour chaque piste. La Fig.4.8 montre le résultat de cette procédure d'analyse obtenu pour une piste. Cet étalonnage permet d'obtenir des spectres dont les valeurs pour chaque piste sont exprimées en unités arbitraires. Il s'agit en effet d'un étalonnage relatif des pistes les unes par rapport aux autres.

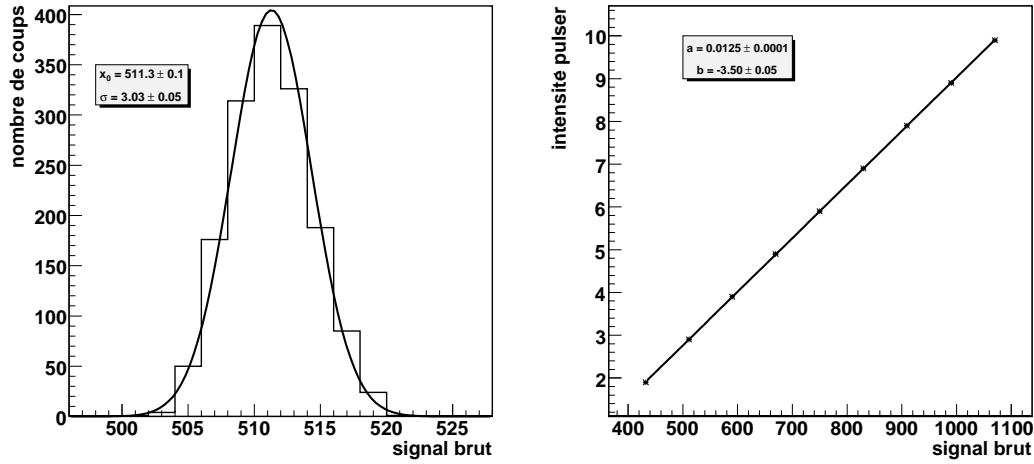


FIG. 4.8 – Représentation des étapes d'étalonnage en énergie d'une piste. À gauche figure l'exemple d'un ajustement du signal brut délivré par cette piste pour une hauteur d'impulsions de 2,9 en unité arbitraire. Le centre de la gaussienne x_0 et son écart-type σ sont indiqués. À droite est représentée la droite d'étalonnage de la piste qui donne la relation entre la hauteur des impulsions en ordonnée et le signal brut délivré en abscisse. La pente a et l'ordonnée à l'origine b sont également indiquées et constituent les paramètres d'étalonnage a_E et b_E de la piste obtenus avec le générateur d'impulsions.

Étalonnage en temps Cet étalonnage repose sur le principe que le signal est induit au même moment sur l'ensemble des pistes. Ainsi, on fait varier le temps de référence t_{ref} commun aux différentes pistes. La hauteur des impulsions est fixée à sa valeur maximale de 9,9. De la même manière que précédemment, à chaque valeur de t_{ref} , on construit un histogramme représentant la valeur du signal temps brut d'une piste pour un grand nombre d'événements qui est ajusté par une gaussienne. On trace alors un graphique représentant la valeur de t_{ref} en fonction du signal temps brut moyen de la piste donné par le centre de la gaussienne. Ce graphique est ajusté par une droite dont le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine constituent respectivement les deux paramètres d'étalonnage temps a_T et b_T de la piste. Ceci est effectué pour chacune des pistes.

La Fig.4.9 illustre la méthode décrite dans le paragraphe ci-dessus.

La Fig.4.10 montre l'allure des spectres obtenus avant et après ce premier étalonnage pour un signal d'implantation tandis que la Fig.4.11 montre ces mêmes spectres pour un événement de décroissance.

Considérons tout d'abord les spectres énergie : les signaux bruts sont totalement inexploitable aussi bien pour les implantations que pour les décroissances. En effet, il existe de fortes disparités quant au signal délivré suivant les pistes, en majorité due à des différences de piédestaux entre les pistes. Après étalonnage, on retrouve une allure correcte pour les signaux d'implantation ainsi que pour ceux de décroissance. Cependant, on voit qu'il demeure des disparités quant à la collection des charges, qui peut par exemple

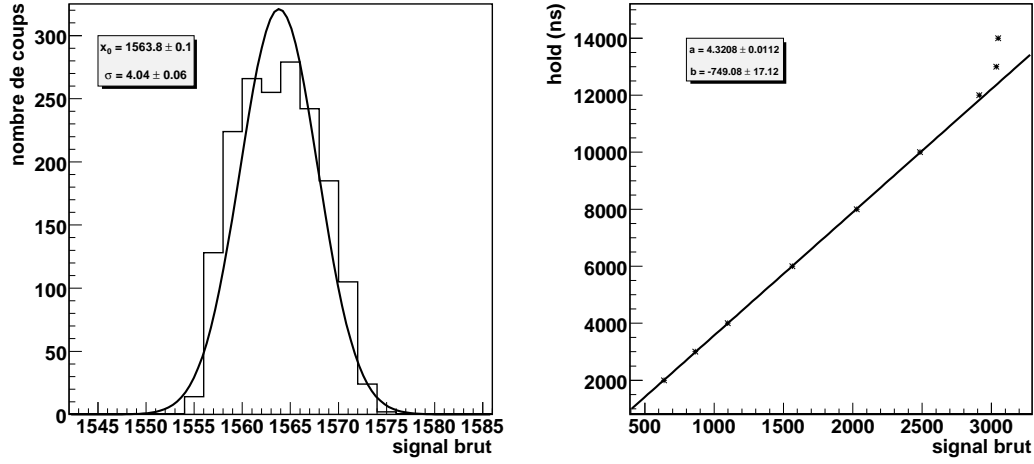


FIG. 4.9 – Représentation des étapes d'étalonnage en temps d'une piste. À gauche figure l'exemple d'un ajustement gaussien du signal brut délivré par cette piste pour un temps de référence t_{ref} de 6 000 ns. À droite est représentée la droite d'étalonnage de la piste qui donne la relation entre t_{ref} en ordonnée et le signal brut délivré en abscisse. À partir d'une valeur de t_{ref} de 12 μ s, le signal délivré par la piste présente une saturation à cause d'une amplification des signaux trop grande. Ainsi, les trois derniers points ne sont pas pris en compte pour l'ajustement.

être due à une légère variation de la largeur des pistes. Une explication plus plausible provient du fait que ce premier étalonnage repose sur des charges induites sur les pistes et non à une collection réelle de charges électroniques. Il sera donc nécessaire d'effectuer une correction supplémentaire dite correction faisceau et détaillée plus loin. Il faut aussi mentionner que certaines pistes présentant sur les spectres une valeur nulle n'ont pas fonctionné correctement et n'ont donc pu être étalonnées; elles devront être traitées à part par la suite.

Considérons maintenant les spectres temps : pour les signaux d'implantation, les signaux temps ne sont pas exploitables car l'amplitude du signal déposé par le faisceau d'implantation sur les pistes est suffisamment importante pour induire du signal sur l'ensemble des pistes des deux faces et ainsi déclencher la totalité des pistes de la TPC. Ceci se traduit sur les spectres calibrés par une allure plate. De plus, on peut remarquer un certain nombre de pistes qui donnent une valeur nulle ou bien très élevée (supérieure à 20 000 ns). Ces pistes correspondent soit à des pistes qui n'ont pas fonctionné, soit aux pistes de chaque groupe de 32 voies dont la valeur temps ne doit pas être prise en compte (voir paragraphe 3.3.5). Pour les signaux de décroissance, la différence entre les spectres bruts et les spectres calibrés montre que l'étalonnage permet de gommer les disparités entre les différentes pistes et ainsi de lisser les spectres temps pour leur analyse future.

En conclusion, ce premier étalonnage permet d'obtenir les spectres temps qui sont directement exploitables pour les décroissances avec pour chaque piste la valeur temporelle en nanosecondes. Les spectres énergie quant à eux donnent pour chaque piste une valeur proportionnelle au signal recueilli mais il est nécessaire d'effectuer des corrections

supplémentaires qui sont au nombre de deux afin notamment de s'affranchir des disparités de collection des charges sur les différentes pistes. La première consiste à effectuer un étalonnage de fond en énergie et la deuxième à réaliser une correction faisceau.

Étalonnage du fond en énergie

Le but de cet étalonnage est de déterminer comment se comporte le fond en énergie suivant les différentes pistes du détecteur. L'étalonnage avec le générateur d'impulsions qui vient d'être présenté utilise un signal induit sur les pistes et permet de gommer les disparités de gain entre ces pistes. Ainsi, un événement correspondant à du bruit de fond devrait engendrer un signal nul sur l'ensemble des pistes. Comme les signaux induits par le générateur d'impulsions ne constituent pas des événements physiques réels de collection de charges sur les pistes, il est nécessaire de vérifier si ce fond est bien nul.

Pour cela, on doit d'abord sélectionner des événements de fond, c'est-à-dire des événements qui ne dépassent pas un certain seuil quant à leur dépôt d'énergie après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Ainsi, deux valeurs seuils ont été imposées : une valeur de 1,5 pour les pistes parallèles à l'axe du faisceau et de 1,0 pour les pistes perpendiculaires au faisceau. Si une piste dépasse cette valeur sur une face, alors l'événement est rejeté pour cette face. Lorsqu'un événement est accepté, on ne considère que les pistes qui n'ont pas déclenché au niveau des temps, ce qui se traduit par le fait qu'on rejette une piste si son signal temps est supérieur à une valeur de 500 ns. Cet étalonnage est effectué par groupes de runs, dans ce cas précis sur des groupes de 50 runs afin de déterminer si le fond évolue au cours de l'expérience.

L'Éq.4.3 donne la valeur du fond moyen \overline{bg} pour une piste où bg_i et N représentent respectivement la valeur du fond pour un événement et le nombre total d'événements sur lequel le fond est calculé.

$$\overline{bg} = \frac{\sum_{i=1}^N bg_i}{N} \quad (4.3)$$

L'erreur commise sur ce fond moyen prend en compte l'erreur systématique $\Delta\overline{bg}_{syst}$ (Éq.4.4) due à l'étalonnage avec le générateur d'impulsions sur la valeur moyenne ainsi que l'erreur statistique $\Delta\overline{bg}_{stat}$ (Éq.4.5) qui se traduit par l'écart-type à la valeur moyenne. L'erreur globale $\Delta\overline{bg}$ est donnée par l'Éq.4.6.

$$\Delta\overline{bg}_{syst} = \sqrt{\left(\frac{\overline{bg} - b_e}{a_e}\right)^2 (\Delta a_e)^2 + (\Delta b_e)^2} \quad (4.4)$$

$$\Delta\overline{bg}_{stat} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (bg_i - \overline{bg})^2}{N}} \quad (4.5)$$

$$\Delta\overline{bg} = \sqrt{(\Delta\overline{bg}_{syst})^2 + (\Delta\overline{bg}_{stat})^2} \quad (4.6)$$

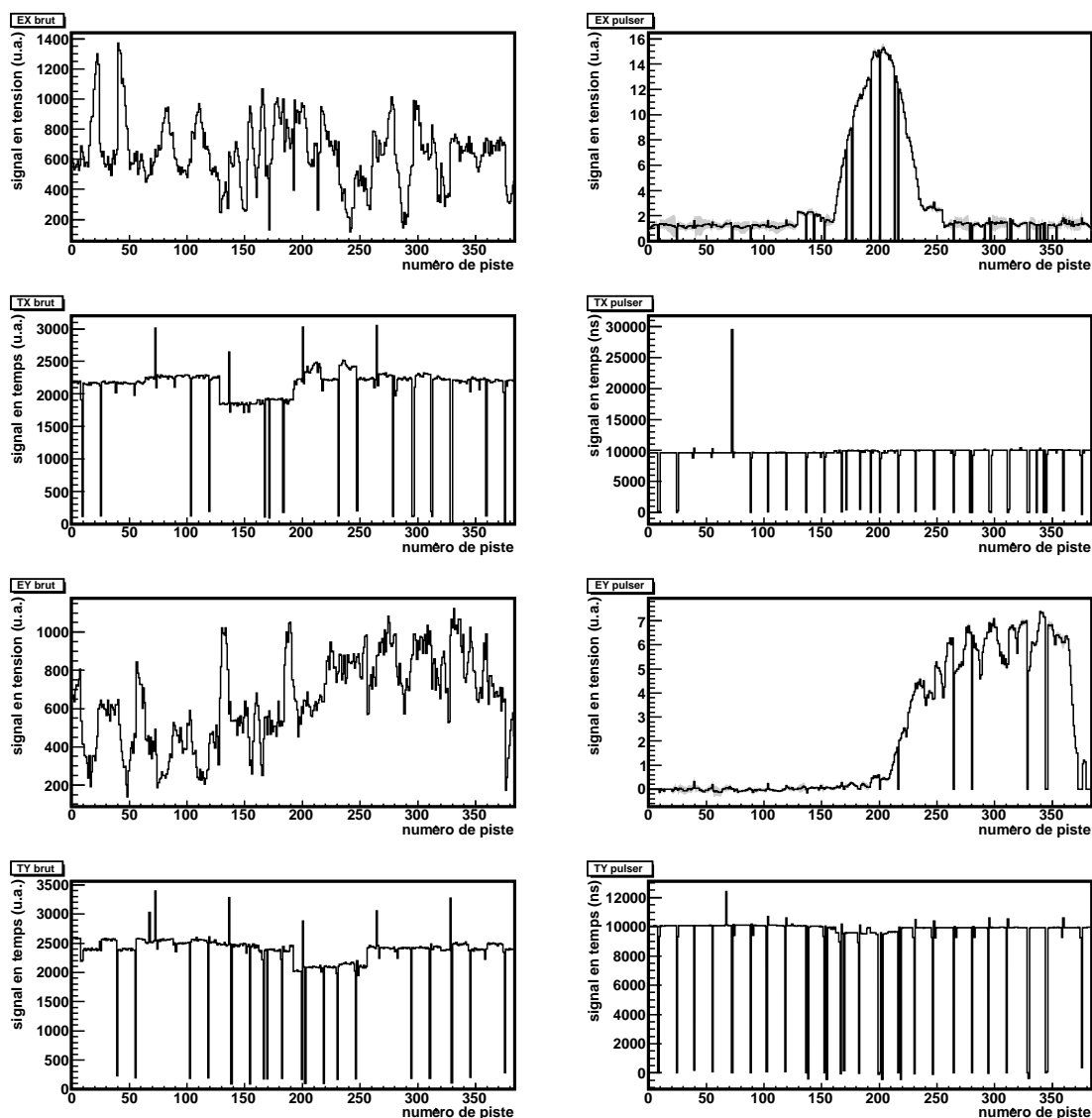


FIG. 4.10 – Spectre d'implantation avant et après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Les deux premières lignes concernent respectivement le signal énergie et le signal temps pour les pistes parallèles à l'axe du faisceau. Les deux dernières lignes représentent le signal énergie et le signal temps pour les pistes orthogonales à l'axe du faisceau. À gauche les signaux avant étalonnage et à droite ceux après étalonnage avec le générateur d'impulsions.

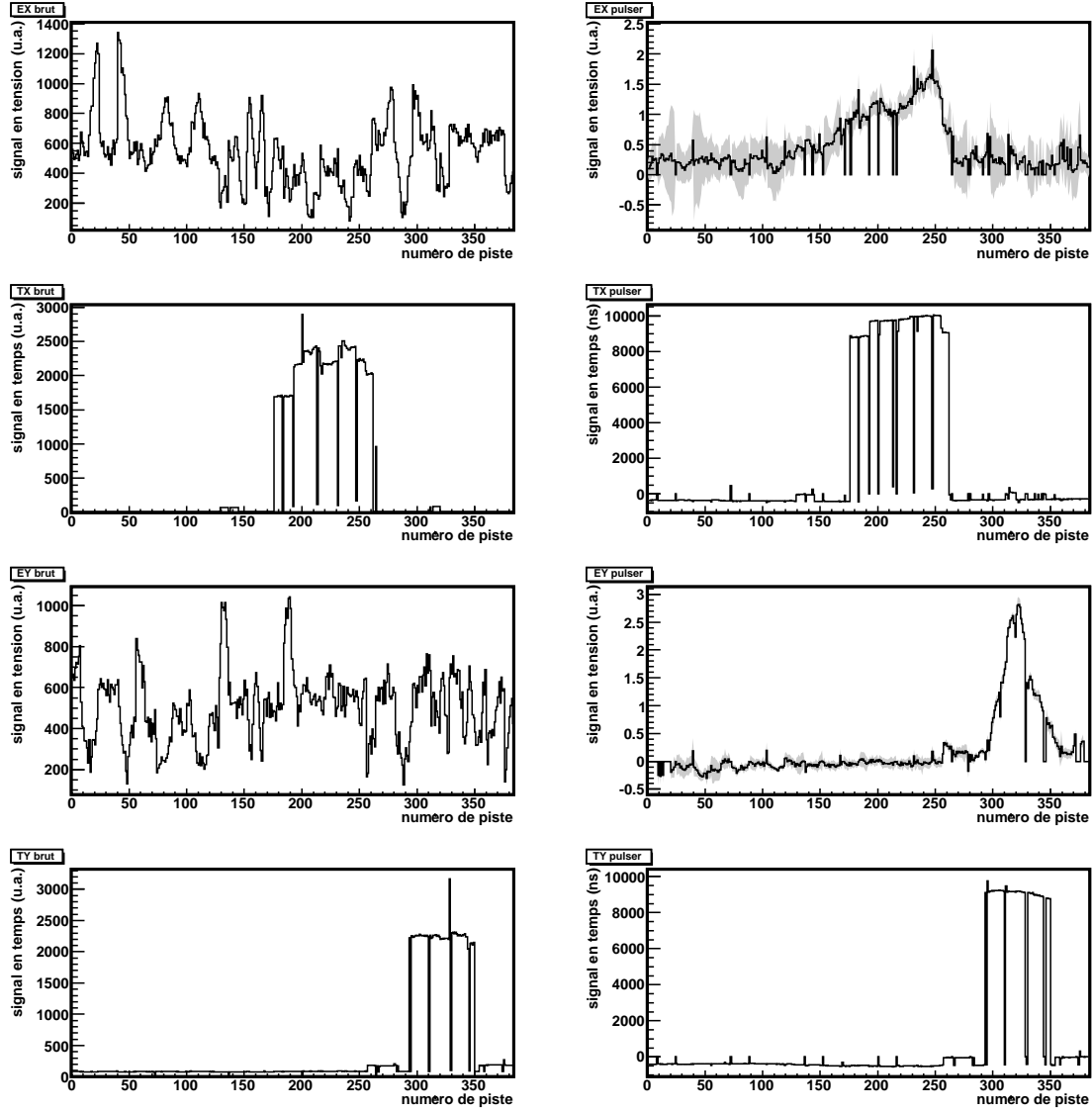


FIG. 4.11 – Spectre de décroissance avant et après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Les deux premières lignes concernent respectivement le signal énergie et le signal temps pour les pistes parallèles à l'axe du faisceau. Les deux dernières lignes représentent le signal énergie et le signal temps pour les pistes orthogonales à l'axe du faisceau. À gauche les signaux avant étalonnage et à droite ceux après étalonnage avec le générateur d'impulsions. Même si les traces apparaissent clairement sur les spectres énergie calibrés, des disparités de collection des charges demeurent. Les spectres temps quant à eux sont directement exploitables pour mesurer des temps relatifs.

La Fig.4.12 montre l'évolution du fond sur chaque face du détecteur en fonction des différents runs de l'expérience. Pour les anodes, le fond peut être considéré constant et il présente très peu de variations suivant les différents groupes de runs, mis à part l'avant-dernier groupe où il est centré autour de zéro. En ce qui concerne les cathodes, le comportement reste similaire suivant les différents runs. Cependant, la variation du fond suivant les pistes est ici différente : en effet, le fond n'est plus constant et présente une légère augmentation lorsque le numéro de piste augmente.

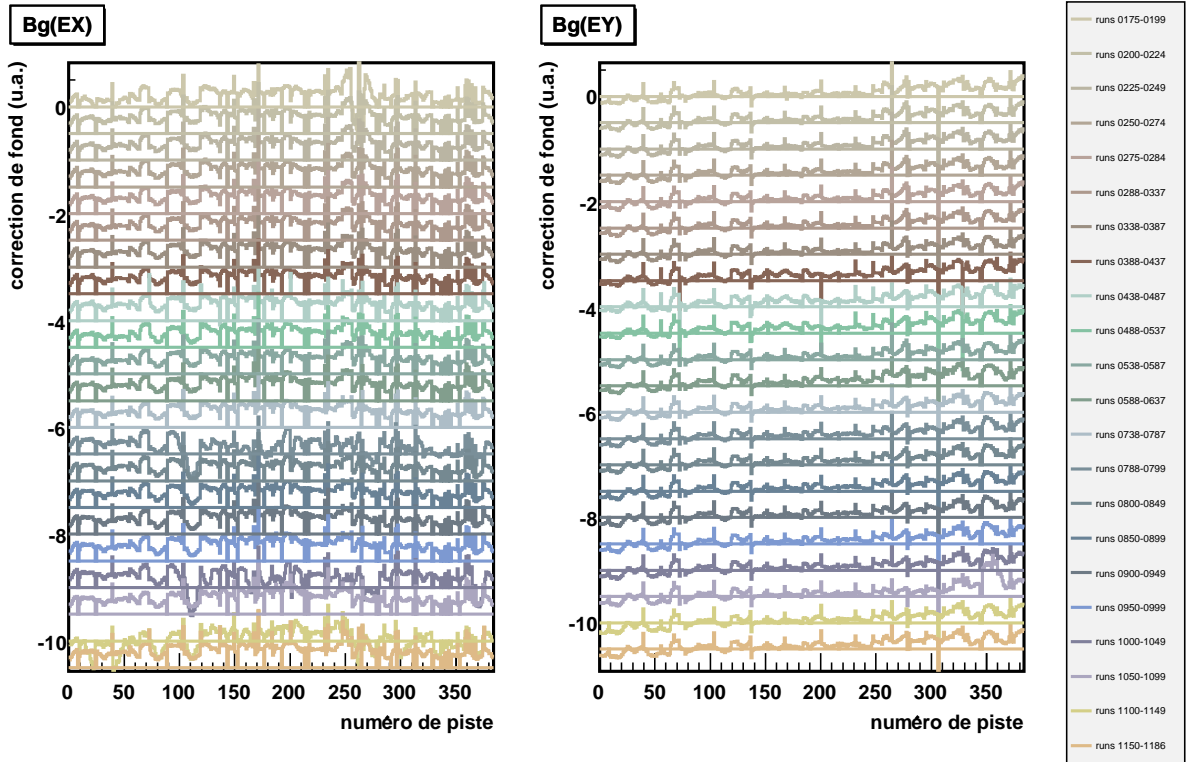


FIG. 4.12 – Évolution du bruit de fond au cours de l'expérience. À gauche, figure le bruit de fond pour les anodes et à droite celui pour les cathodes. Sur chacun des spectres, l'histogramme a été décalé pour chaque groupe de runs afin de faciliter la lecture. Les lignes de couleurs représentent le zéro de l'histogramme respectif. Les erreurs ne sont pas représentées pour conserver la lisibilité des spectres.

Pour vérifier les constatations précédentes, nous allons effectuer un ajustement du fond en fonction des numéros de pistes. Le plus simple est de choisir un ajustement linéaire qui permettra de vérifier si le fond est constant ou bien évolue suivant les différentes pistes. Les résultats obtenus sont représentés Fig.4.13. Pour les anodes, la pente ajustée pour les différents runs est compatible avec zéro en regard des incertitudes. Ainsi, le fond est bien constant et ne varie pas suivant les groupes de runs si on considère les barres d'erreurs sur les constantes ajustées. Seul l'avant-dernier groupe présente un fond compatible avec zéro. Les cathodes quant à elles présentent une pente ajustée non nulle pour l'ensemble des groupes de runs, ce qui confirme le fait que le fond est linéaire pour ce jeu de pistes avec une augmentation suivant le numéro de pistes de par le signe positif de la pente. Le

comportement est le même pour chaque groupe de runs même si on peut noter quelques différences au niveau de la composante constante du fond.

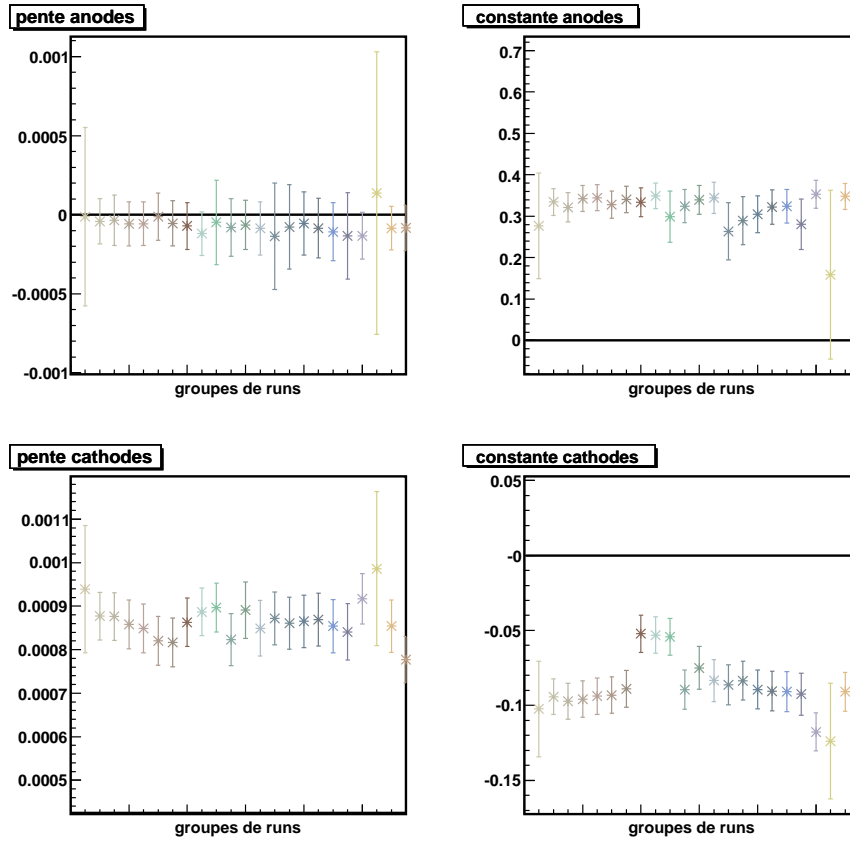


FIG. 4.13 – Évolution des paramètres d’ajustement linéaire du fond au cours de l’expérience. En haut figure les résultats obtenus pour les anodes : à gauche, l’évolution de la pente et à droite celle de l’ordonnée à l’origine suivant les différents groupes de runs. Le fond peut être considéré comme constant pour les anodes. En bas sont présentés les mêmes résultats pour les cathodes : la pente ne peut plus être considérée comme nulle et on observe ainsi une évolution linéaire semblable suivant les groupes de runs. Le jeu de couleurs utilisé est le même que celui de la Fig.4.12.

L’étalonnage qui vient d’être effectué sera utile pour effectuer un calibrage en énergie des événements de décroissance d’un noyau donné. En effet, la somme du signal de chaque piste permettra de déterminer l’énergie totale déposée par ces événements, ce qui nécessite de s’affranchir de tout fond résiduel.

Correction faisceau

Cette dernière étape permet de s’affranchir des disparités de collection des charges en considérant des événements physiques dans la TPC. Cet étalonnage doit être effectué pour les anodes et pour les cathodes. Pour ces dernières, on utilise la configuration

expérimentale décrite au paragraphe 5.1.2. Cela consiste à faire traverser le faisceau secondaire à travers toute la chambre. Ainsi chacune des pistes perpendiculaires à l'axe du faisceau est touchée. Pour cela, le dégradeur en aluminium et le détecteur silicium E2D6 sont ôtés du parcours du faisceau. L'énergie déposée dans la chambre tout au long du parcours du faisceau est alors quasi constante et l'énergie recueillie par l'ensemble des pistes doit alors être la même.

Cependant, cette configuration ne permet pas d'étalonner les pistes parallèles à l'axe du faisceau car seulement quelques unes d'entre elles sont touchées. Il faut donc tourner la chambre de 90° afin de pouvoir étalonner les anodes. Un faisceau d' ^{36}Ar traversant la chambre a été utilisé.

Pour réaliser cet étalonnage, seuls les événements correspondant à une traversée totale du faisceau sont sélectionnés. Ainsi, on impose que le signal énergie, calibré par le générateur d'impulsions et corrigé du fond, dépasse une valeur seuil pour l'ensemble des pistes et en particulier celles situées du côté de la sortie du faisceau. Ces signaux sont ajustés par une droite.

La Fig.4.14 illustre ce procédé. On distingue le signal correspondant au faisceau traversant l'ensemble de la chambre pour les cathodes après étalonnage avec le générateur d'impulsions et correction de fond en énergie. Les disparités de collection des charges entraînent les inhomogénéités observées tout au long du spectre. De plus, on observe une chute de signal en début et fin de spectre due à des effets de bord (cf paragraphe 4.3.2).

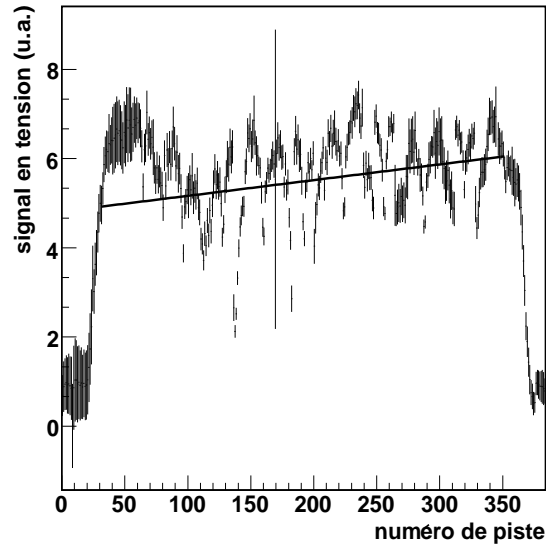


FIG. 4.14 – Illustration de la procédure de correction faisceau pour un événement d'un ion traversant la chambre. Le signal présenté est celui des cathodes après les deux premières étapes d'étalonnage. L'ajustement du spectre figure en noir. Cette procédure est employée pour gommer les disparités de collection des charges visibles sur ce spectre.

La correction c_i et l'erreur correspondante Δc_i pour une piste et pour un événement i sont données par les Éq.4.7 et Éq.4.8.

$$c_i = \frac{E_{ajus}}{E_{exp}} \quad (4.7)$$

$$\Delta c_i = \frac{\Delta E_{ajus}}{E_{exp}} \quad (4.8)$$

E_{ajus} représente la valeur du signal énergie de la piste donné par l'ajustement et E_{exp} le signal délivré par cette piste. ΔE_{ajus} est l'erreur associée à l'ajustement pour la piste en x . Elle prend en compte l'erreur sur les paramètres d'ajustement p_i , ici p_0 et p_1 et est donnée par l'Éq.4.9, avec comme fonction d'ajustement $f(x) = p_0x + p_1$.

$$\Delta E_{ajus} = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial f(x)}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2} \quad (4.9)$$

Cette procédure est effectuée pour un grand nombre d'événements. La correction finale \bar{c} pour chaque piste représente donc une valeur moyennée sur ces événements. Celle-ci est donnée par l'Éq.4.10.

$$\bar{c} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{c_i}{(\Delta c_i)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta c_i)^2}} \quad (4.10)$$

L'Éq.4.11 donne l'erreur commise $\Delta \bar{c}$ qui correspond à l'écart-type sur la valeur moyenne.

$$\Delta \bar{c} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(c_i - \bar{c})^2}{(\Delta c_i)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta c_i)^2}}} \quad (4.11)$$

La Fig.4.15 montre les valeurs des termes correctifs calculés par la procédure présentée plus haut. Ne figurent pas les valeurs relatives aux pistes situées sur les bords de la matrice de détection. Ces termes correctifs constituent un facteur multiplicatif, situé de part et d'autre de l'unité, qui entre dans le calcul des paramètres énergie délivrés par la TPC.

Effets successifs des trois étalonnages

La Fig.4.16 montre l'effet successif des trois étalonnages en énergie sur un spectre d'implantation et la Fig.4.17 représente un signal de décroissance après chaque étalonnage. Comme décrit précédemment, le premier étalonnage avec le générateur d'impulsions permet d'obtenir l'allure caractéristique des différents signaux et est indispensable à leur analyse future. L'étalonnage de fond quant à lui permet de réduire la composante continue dans les spectres, surtout pour les décroissances. Cependant, cet étalonnage n'est pas a priori indispensable car il suffit de prendre en compte un fond linéaire ou bien constant dans l'analyse des spectres. De plus, on remarque qu'un fond demeure lorsque le signal déposé est plus important, comme c'est le cas pour les implantations. Cependant, on voit des disparités dans les spectres après ces deux premiers étalonnages. Celles-ci

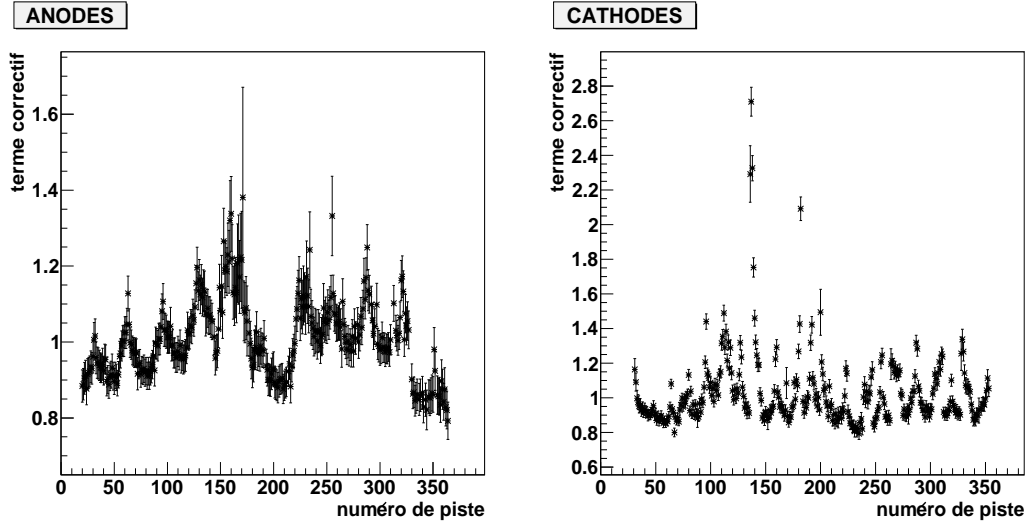


FIG. 4.15 – À gauche sont représentées les valeurs des termes correctifs en fonction des différentes pistes pour les anodes. Celles-ci constituent un facteur multiplicatif appliqué au calcul des signaux énergie délivrés par la TPC pour gommer les disparités de collection des charges. À droite figure le même résultat pour les cathodes.

sont gommées grâce au dernier étalonnage de correction faisceau qui permet d'obtenir des spectres propres et continus prêts à être analysés.

4.3.2 Traitement des pistes non valides

Au cours des différentes étapes d'étalonnages, on a pu mettre en évidence que certaines pistes ne délivrent pas leur signal correctement. Elles n'ont donc pas pu être étalonnées et doivent être traitées séparément.

Pistes non valides en énergie

Les pistes en question sont repérées par leur défaut d'étalonnage. On effectue une interpolation affine donnée par l'Éq.4.12 entre les quatre premières pistes valides à gauche et à droite de la piste défectueuse. Le paramètre c est fixé au centre des deux premières pistes valides rencontrées de chaque côté de la piste défectueuse.

$$Y = a(x - c) + b \quad (4.12)$$

La valeur obtenue avec la fonction d'interpolation est affectée à la piste défectueuse. L'erreur associée est donnée par l'Éq.4.13 ; elle prend en compte l'erreur liée aux paramètres d'ajustement et l'écart moyen σ des N points expérimentaux d'ajustement ($y_i^{exp} \pm \Delta y_i^{exp}$) à la fonction d'interpolation. σ est donné par l'Éq.4.14.

$$\Delta Y = \sqrt{(x - c)^2 (\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 + \sigma^2} \quad (4.13)$$

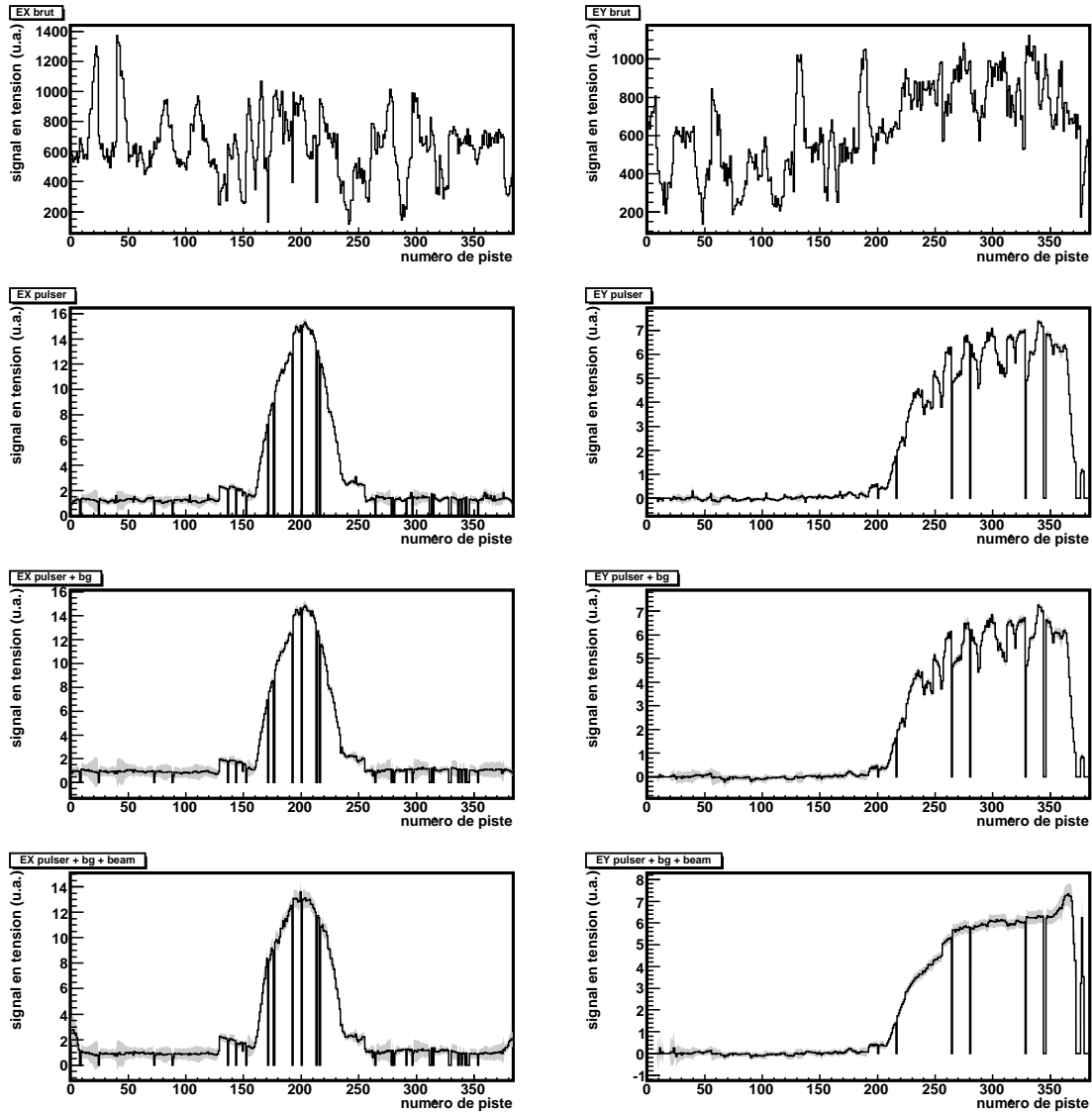


FIG. 4.16 – Illustration des effets des différents étalonnages énergie sur un spectre d'implantation. À gauche, figure le signal des anodes et à droite celui des cathodes. De haut en bas, sont représentés les spectres bruts, puis ceux obtenus après les corrections avec le générateur d'impulsions, avec le générateur d'impulsions et le fond, et enfin avec le générateur d'impulsions, le fond et la correction faisceau. La bande grisée correspond aux erreurs engendrées par les étalonnages. Après ces trois étalonnages successifs, les disparités entre les pistes sont gommées. Il faut noter cependant l'augmentation du signal en bord du spectre des anodes, ainsi que l'augmentation suivie d'une chute de signal sur les dernières cathodes et les pistes défectueuses.

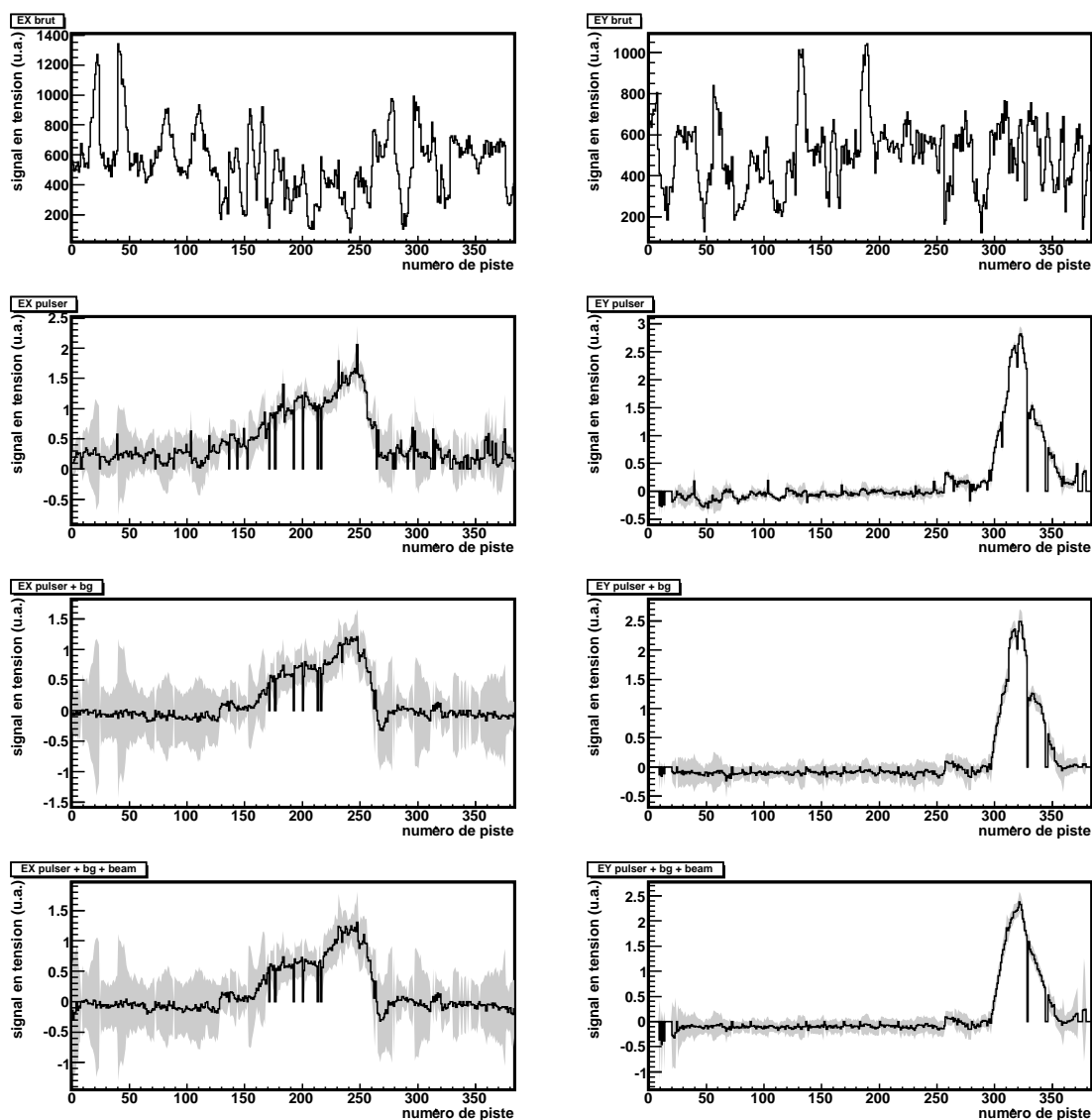


FIG. 4.17 – Illustration des différentes étapes de correction des spectres pour un signal de décroissance. La disposition des spectres est identique à celle de la Fig.4.16. Les effets notés pour le signal d'implantation se retrouvent ici.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - y_i^{exp})^2}{(\Delta y_i^{exp})^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta y_i^{exp})^2}}} \quad (4.14)$$

Pistes non valides en temps

Les pistes concernées sont repérables par une valeur temps délivrée nulle ou bien supérieure au temps de référence des mesures temporelles quel que soit le signal d'implantation ou de décroissance. Elles correspondent tout d'abord à une piste par groupe de 32 (voir paragraphe 3.3.5) mais aussi à des pistes ayant un problème de fonctionnement. Ces pistes sont systématiquement rejetées des analyses effectuées par la suite.

Pistes situées sur les bords de la matrice de détection

La configuration du détecteur doit également être prise en compte. En effet, les lignes de champ électrique ne sont plus homogènes au niveau des électrodes de dérive. Les pistes situées sur les côtés de la matrice de détection présentent donc des effets de bord mentionnés Fig.4.16. Pour les anodes, 20 pistes sont rejetées sur chaque bord et 30 pistes sont exclues pour les cathodes. Ces pistes sont donc systématiquement ignorées lors de l'analyse.

4.3.3 Traitement des pistes valides

Le calcul des signaux énergie pour les pistes valides prend en compte les trois étalonnages successifs présentés ci-dessus et le calcul des signaux temps repose sur le premier étalonnage avec le générateur d'impulsions. L'ensemble des paramètres d'étalonnage d'une piste est présenté dans le Tab.4.5 avec leurs incertitudes.

		énergie	temps
générateur d'impulsions	pente	$a_E \pm \Delta a_E$	$a_T \pm \Delta a_T$
	constante	$b_E \pm \Delta b_E$	$b_T \pm \Delta b_T$
fond		$bg \pm \Delta bg$	
correction faisceau		$c \pm \Delta c$	

TAB. 4.5 – Ensemble des paramètres d'étalonnage utilisés pour l'obtention des spectres

L'Éq.4.15 donne l'expression finale du signal énergie d'une piste valide après les trois étalonnages successifs et l'Éq.4.16 donne l'erreur associée où $brut_E$ et rnd sont respectivement le signal brut codé par les CRAMS et un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. La prise en compte de ce nombre aléatoire permet d'éviter des effets de discrétisation au cours des étalonnages vu que les signaux bruts codés se présentent sous forme d'entiers.

$$E = c [a_E (brut_E + rnd) + b_E - bg] = c * e \quad (4.15)$$

$$\Delta E = \sqrt{(e)^2 (\Delta c)^2 + (c)^2 \left((brut_E)^2 (\Delta a_E)^2 + (\Delta b_E)^2 + (\Delta bg)^2 \right)} \quad (4.16)$$

Les expressions finales du signal temps et de son erreur pour une piste valide sont données respectivement par les Éq.4.17 et 4.18 après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Le paramètre temps brut codé par les CRAMS est noté $brut_T$.

$$T = a_T (brut_T + rnd) + b_T \quad (4.17)$$

$$\Delta T = \sqrt{(brut_T)^2 (\Delta a_T)^2 + (\Delta b_T)^2} \quad (4.18)$$

4.3.4 Obtention finale des spectres

La Fig.4.18 montre les spectres obtenus pour le signal d'implantation d'un ion alors que la Fig.4.19 représente un signal de décroissance après les différents étalonnages et la prise en compte des pistes non valides. Les spectres sont présentés avec leurs erreurs associées après le premier étalonnage avec le générateur d'impulsions pour les temps et les trois étalonnages avec le générateur d'impulsions, le fond et la correction faisceau pour les énergies.

Pour les implantations, on ne retient que les signaux énergie car les signaux temps ne sont pas exploitables, l'ensemble des pistes ayant été déclenché comme le montre la Fig.4.10.

Après cette première étape d'étalonnage, les spectres sont prêts à être analysés pour en tirer les informations recherchées.

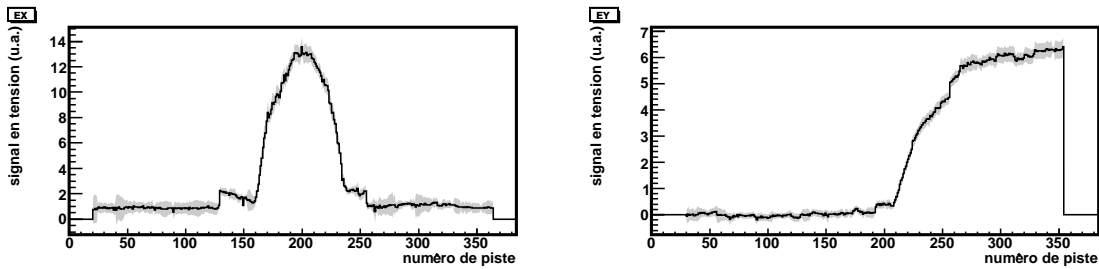


FIG. 4.18 – Exemple de spectre d'implantation obtenu après les trois étalonnages en énergie et la prise en compte des pistes non valides. À gauche figure le signal des anodes et à droite celui des cathodes. Les incertitudes du signal sur chaque piste sont reportées.

4.4 Étalonnage en énergie des événements de décroissance

Dans cette partie, nous allons décrire la procédure d'étalonnage employée pour calibrer en énergie les événements de décroissance ayant lieu dans la TPC. L'information de

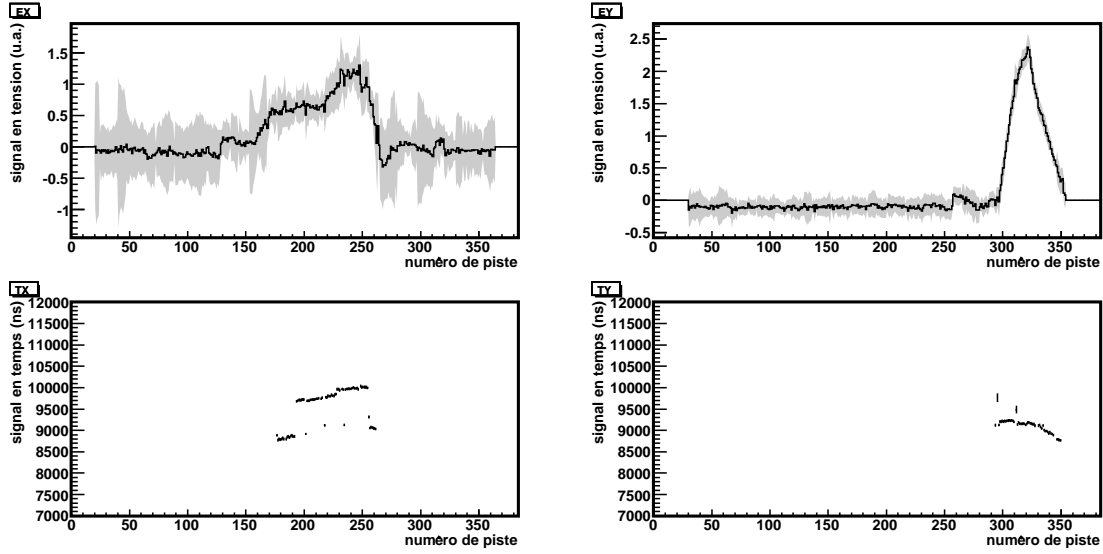


FIG. 4.19 – Exemple de spectre de décroissance obtenu après les traitements présentés précédemment. À gauche figure le signal des anodes et à droite celui des cathodes. Le signal énergie (en haut) a subi les trois étalonnages et la prise en compte des pistes non valides. Le signal temps (en bas) est celui obtenu après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Ne figure que la partie du signal correspondant aux pistes qui ont dépassé le seuil de déclenchement et présentant un signal non nul.

l'énergie totale déposée par un événement peut être obtenue de différentes manières. En effet, chaque GEM donne une information sur l'énergie d'un événement sur sa face du haut et sur celle du bas. Ainsi, avec les quatre GEMs présents dans la chambre, on peut obtenir huit informations sur l'énergie déposée. De plus, il est également possible de retrouver cette énergie en effectuant la somme du signal de chaque piste du détecteur. Deux informations supplémentaires sont alors accessibles, en considérant les deux plans de détection.

L'étalonnage est effectué grâce à une source 3α placée au sein de la cathode de dérive dont les énergies d'émission sont connues. Le Tab.4.6 répertorie les noyaux émetteurs et les énergies correspondantes.

Du fait de la résolution médiocre obtenue au cours de l'expérience, les trois pics principaux n'ont pu être observés individuellement. Nous considérerons donc une énergie moyenne d'émission qui prend en compte les énergies et intensités d'émission de chaque pic. Celle-ci est de 5,474 MeV. L'étalonnage repose donc sur une seule énergie d'émission. Les résultats obtenus permettront donc d'obtenir l'ordre de grandeur des énergies déposées par les événements de décroissance.

Il est cependant nécessaire de prendre en compte la configuration du montage de la source dans la TPC. Celle-ci est montée au-dessus de la cathode principale. Ensuite, divers collimateurs peuvent être utilisés correspondant à différents angles d'émission. Pour la suite, ont été sélectionnés les événements des collimateurs à 45° pour lesquels les particules α émises sont arrêtées dans le volume actif. La Fig.4.20 montre le schéma de

noyau	énergie (MeV)	intensité (%)
^{239}Pu	5,157	73,3
	5,144	15,1
	5,106	11,5
^{241}Am	5,486	84,5
	5,443	13,0
	5,388	1,6
^{244}Cm	5,805	76,4
	5,763	23,6

TAB. 4.6 – Énergies et intensités des nucléides émetteurs de la source 3α utilisée pour l'étalonnage des événements de décroissance.

collimation utilisé. On doit prendre en compte la perte d'énergie des α au sein même du collimateur. Les électrons d'ionisation produits à cet endroit ne sont pas dirigés vers le plan de détection et ne contribuent pas au signal mesuré. En considérant un α à 45° , il parcourt une distance de 14 mm au sein du collimateur de longueur 10 mm. Sur cette distance, un α de 5,474 MeV perd une énergie de 0,582 MeV. Ainsi, il ne dispose plus que de 4,892 MeV qu'il dépose en totalité dans le volume actif.

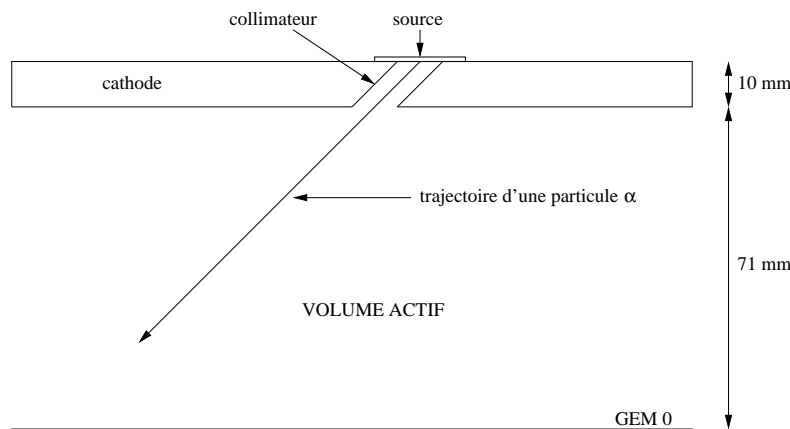


FIG. 4.20 – Vue schématique de l'ensemble collimateur/cathode avec un collimateur à 45° . Il est nécessaire de tenir compte de la perte d'énergie de la particule α au sein de cet ensemble, énergie qui n'est pas déposée dans le volume actif situé entre la cathode et le premier GEM.

Pour étalonner les GEMs, on ajuste directement avec une gaussienne le paramètre GEM correspondant à l'énergie déposée par les événements d'émission de la source 3α . On ajuste également par une gaussienne le piédestal correspondant à la référence nulle de l'énergie déposée. Les centres respectifs de chaque gaussienne permettent d'obtenir une droite d'étalonnage.

La même méthode est employée pour l'étalonnage avec les pistes du détecteur. Cependant une étape préalable est nécessaire qui vise à effectuer la somme du signal des pistes.

Pour cela, on additionne le signal de chaque piste valide du plan en question, le signal étant calibré par les étalonnages avec le générateur d'impulsions, la correction faisceau et le fond en énergie.

Le Tab.4.7 montre les valeurs obtenues pour les paramètres des droites d'étalonnage pour le troisième GEM et le quatrième GEM face du haut, ainsi que pour le signal somme des anodes et des cathodes.

	a	b
GEM 3 haut	$(4,2 \pm 0,1).10^{-4}$	$(-0,246 \pm 0,006)$
GEM 3 bas	$(9,9 \pm 0,1).10^{-4}$	$(-0,282 \pm 0,005)$
GEM 4 haut	$(4,5 \pm 0,1).10^{-4}$	$(-0,289 \pm 0,006)$
anodes	$(10,9 \pm 0,1).10^{-3}$	$(-0,52 \pm 0,02)$
cathodes	$(11,4 \pm 0,1).10^{-3}$	$(-0,107 \pm 0,008)$

TAB. 4.7 – Paramètres d'étalonnages obtenus pour les GEMs et la somme des pistes anodes et cathodes. Le paramètre a représente la pente de la droite d'étalonnage et b est l'ordonnée à l'origine.

N'ont été présentés que les résultats de l'avant-dernier et du dernier GEMs pour lesquels l'amplification des signaux est suffisamment importante. De plus, la face bas du dernier GEM étant influencée par la polarisation des plans de pistes, les valeurs fournies sont alors erronées et ne peuvent être prises en compte.

Chapitre 5

Analyse des résultats expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux concernant les noyaux ^{52}Ni , ^{43}Cr et ^{45}Fe . L'étude du premier noyau à travers son émission β -p nous permettra de caractériser la TPC et de développer parallèlement les outils nécessaires à l'analyse de l'expérience. Avec ^{43}Cr , sera développée l'analyse de décroissances à deux particules avec l'émission β -2p de ce noyau. Puis la dernière partie présentera les résultats obtenus pour la décroissance 2-protons de ^{45}Fe .

5.1 Caractérisation de la TPC avec la décroissance β -p de ^{52}Ni

5.1.1 État des connaissances du noyau ^{52}Ni et motivations

L'objectif de l'expérience e457a est l'observation directe de la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe . Or ceci nécessite de développer des outils spécifiques pour l'analyse de tels événements de décroissance mais aussi de caractériser le comportement du détecteur. Ainsi, avant d'analyser des événements à deux particules, il est plus simple de valider les outils d'analyse qui seront communs à chaque proton émis grâce à des traces à une particule. Au cours de l'expérience, plusieurs types d'émetteurs ont pu être implantés dans la TPC, par exemple des émetteurs β -p. Comme la TPC n'est pas sensible au positon émis qui ne dépose pas suffisamment d'énergie dans son volume actif, seul le proton retardé est détecté. Ainsi, une seule trace de particule est présente sur les spectres de décroissance et ceci va nous permettre d'effectuer une première caractérisation du détecteur, mais aussi de tester si les outils développés sont correctement dédiés à l'analyse des spectres obtenus en vue de les adapter à celle d'événements de décroissance à deux particules.

L'émetteur β -p étudié est le noyau ^{52}Ni . D'après les études menées par C. Dossat [Dos04], trois énergies de protons ont été observées pour la décroissance β -p de ^{52}Ni , dont les caractéristiques sont répertoriées Tab.5.1.

Ce noyau a été choisi pour plusieurs raisons :

- l'énergie d'émission proche de 1 MeV correspond environ à l'énergie totale emportée par les deux protons émis dans la désintégration de ^{45}Fe ;
- le parcours total dans la chambre est tel que la reconstruction des trajectoires est possible, les protons pouvant déposer en totalité leur énergie dans le volume actif.

E_p (keV)	I_p (%)
1056 (13)	4,0 (5)
1344 (12)	10,2 (8)
2824 (30)	0,6 (4)

TAB. 5.1 – Énergies E_p et intensités absolues I_p des émissions de protons retardés émis lors de la désintégration de ^{52}Ni .

Deux jeux de données ont été acquis lors de l'expérience, le premier à une pression de gaz de 1 bar et le second à une pression de 500 mbar, cette dernière étant celle utilisée pour les décroissances 2-protons de ^{45}Fe . Nous allons tout d'abord nous intéresser à l'analyse des signaux d'implantation. Dans le chapitre précédent, il a été mentionné que seuls leurs signaux énergie étaient exploitables, c'est donc par ceux-ci que nous allons commencer.

5.1.2 Analyse des signaux d'implantation

Configuration du détecteur

Lors de l'expérience e457a, le faisceau entre perpendiculairement à la face (XZ) du détecteur, comme le montre la Fig.5.1.

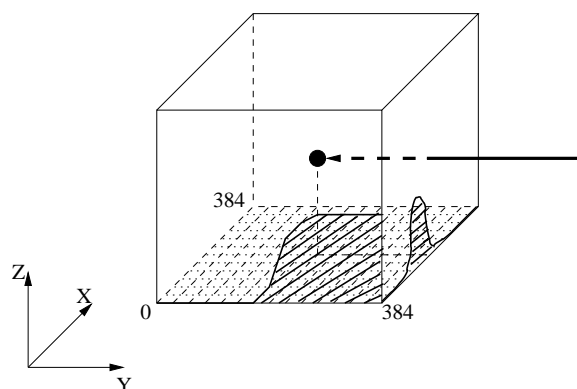


FIG. 5.1 – Ce schéma représente l'entrée du faisceau symbolisé par la flèche en gras dans le volume actif de la chambre. Celui-ci pénètre dans le détecteur perpendiculairement à la face (XZ) et le cercle plein représente le point d'implantation de l'ion. La distribution du signal sur les anodes (pistes en pointillés perpendiculaires à l'axe X et donc parallèles au faisceau) a une allure gaussienne alors que pour les cathodes (pistes en tirets perpendiculaires à l'axe Y et donc perpendiculaires au faisceau) celle-ci est importante jusqu'au point d'arrêt de l'ion. La forme des signaux délivrés est représentée par les surfaces hachurées. Figure également le schéma de comptage des numéros de pistes.

Ceci implique une distribution du signal différente suivant le plan de pistes considéré. Pour les anodes, elle montre une allure gaussienne dont le maximum représente la partie centrale du faisceau. En revanche, pour les cathodes, le signal est important jusqu'à la

position d'implantation de l'ion. À noter que le faisceau entre par le numéro maximal des cathodes, ainsi plus la position d'arrêt sera située sur un numéro faible de cathode et plus l'ion aura été implanté en profondeur dans la chambre.

Analyse des signaux énergie d'implantation des anodes

Vu l'allure gaussienne des spectres, la fonction employée est une gaussienne additionnée d'un fond constant. Sa définition est donnée Éq.5.1.

$$f(x) = h \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + f_{\text{ond}} \quad (5.1)$$

Le centre de la gaussienne x_0 correspond à la position d'implantation de l'ion sur les anodes et c'est ce paramètre que l'on retient par la suite. Comme le faisceau est concentré sur la partie centrale des pistes, on ne peut exclure un phénomène potentiel de saturation. Ainsi, deux ajustements ont été réalisés : un en considérant le spectre entier, l'autre en rejetant les pistes dont le signal dépasse la moitié de la hauteur maximale de l'histogramme. Ceci permet de n'ajuster que les bords du spectre. La Fig.5.2 montre un exemple de signal d'implantation d'un ion ^{52}Ni ajusté par ces deux méthodes.

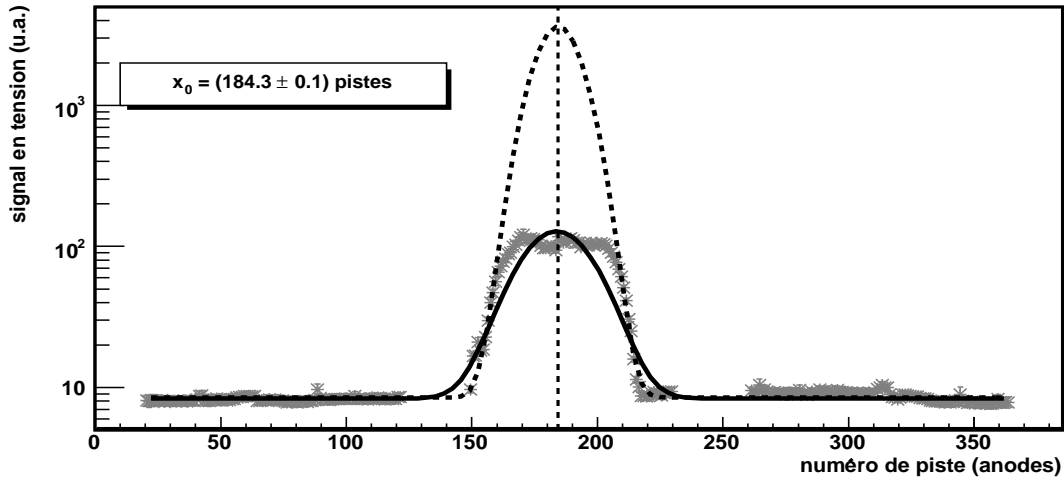


FIG. 5.2 – Exemple de signal d'implantation d'un ion ^{52}Ni délivré par les anodes. Est représenté en gris le signal énergie calibré en fonction des différentes pistes. En tirets figure l'ajustement gaussien où les pistes centrales sont rejetées et en trait plein celui de l'ensemble du spectre. La position d'implantation x_0 retenue est celle du premier ajustement et la ligne verticale indique cette position.

Afin de vérifier la présence d'une quelconque saturation, la Fig.5.3 montre l'énergie déposée par les signaux d'implantation sur les anodes en fonction de l'énergie déposée sur les cathodes. On remarque que, lorsque l'énergie déposée sur les cathodes augmente, une croissance linéaire est observée au départ. Cependant, pour les énergies les plus

importantes déposées sur les cathodes, celles déposées sur les anodes augmentent moins vite, malgré une dispersion plus importante des points expérimentaux. Ceci vient du fait que les anodes présentent donc une saturation quand l'énergie déposée devient trop grande.

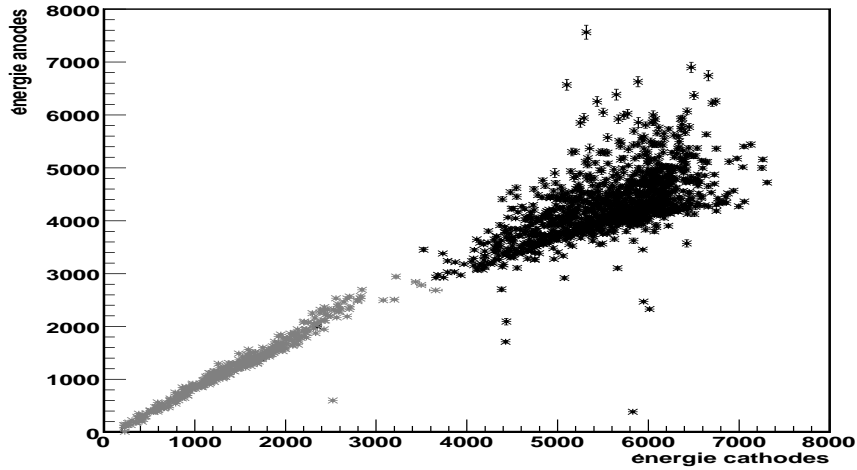


FIG. 5.3 – Évolution du dépôt d'énergie sur les anodes en ajustant l'ensemble du spectre en fonction de l'énergie déposée sur les cathodes pour les événements d'implantation. Les points en gris correspondent aux données à 500 mbar et ceux en noir à celles à 1 bar. La croissance est linéaire en début de spectre, mais au-delà d'une énergie déposée sur les cathodes située très approximativement à 5000, la linéarité disparaît au profit d'une énergie déposée sur les anodes inférieure à celle déposée sur les cathodes. Ceci marque le fait que les anodes présentent une saturation pour des dépôts d'énergie élevés.

Intéressons-nous maintenant aux différences observées entre les deux procédures d'ajustement afin de trouver notamment quelle est la meilleure des deux et celle qui sera donc retenue. La Fig.5.4 montre tout d'abord l'écart moyen entre les positions d'implantation déterminées par les deux ajustements en fonction de la profondeur d'implantation. Celui-ci diminue lorsque l'ion pénètre peu dans la chambre (c'est-à-dire pour un numéro de cathode élevé) et dépose donc moins d'énergie, même si l'écart mesuré est très faible. Enfin, afin de vérifier la qualité des ajustements, nous allons regarder l'évolution de la différence de χ^2 normalisé entre les deux façons d'ajuster les spectres en fonction de la profondeur d'implantation. Plus cette dernière est grande (c'est-à-dire pour des positions d'implantation vers un numéro de cathode faible), donc plus le dépôt d'énergie est important, et plus le χ^2 de l'ajustement non saturé χ_{insat}^2 est supérieur à celui de l'ajustement saturé χ_{sat}^2 . Cela signifie que l'ajustement avec saturation est de meilleure qualité et c'est donc celui-ci qui est retenu pour la suite de l'analyse car ayant en moyenne un meilleur χ^2 .

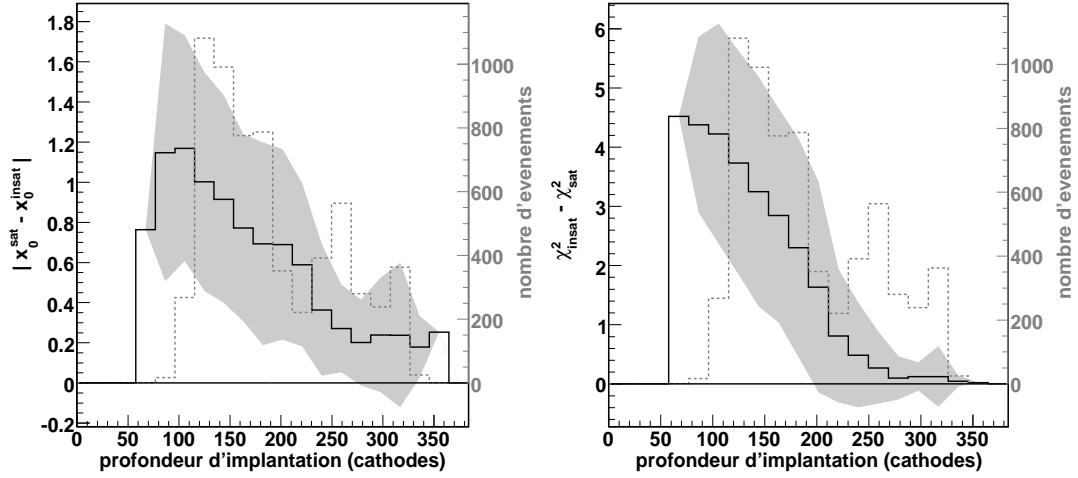


FIG. 5.4 – À gauche, est reporté l'écart moyen en valeur absolue entre les positions d'implantation sur les anodes, suivant que l'on considère ou non une saturation, en fonction de la profondeur d'implantation. L'histogramme figure en noir et la bande grisée représente l'écart-type sur les valeurs. L'écart mesuré est très faible (inférieur à deux pistes) mais une diminution est observée lorsque l'ion dépose moins d'énergie dans la chambre. Celui-ci est compatible avec zéro pour une position d'implantation supérieure à 270 pistes sur les cathodes. L'histogramme en tirets gris montre la statistique utilisée pour le calcul de l'écart moyen. À droite, l'histogramme en noir figure la différence moyenne entre le χ^2 de l'ajustement du spectre anode non saturé χ_{insat}^2 et le χ^2 de l'ajustement du spectre anode saturé χ_{sat}^2 en fonction de la profondeur d'implantation. La qualité de l'ajustement est d'autant meilleure qu'on considère un ajustement du spectre saturé et que l'ion est implanté en profondeur dans la chambre. En tirets gris, est représenté le nombre d'événements analysés.

Analyse des signaux énergie d'implantation des cathodes

Les spectres d'implantation des cathodes sont ajustés avec un produit de convolution entre une droite et une gaussienne normalisée à 1 afin de reproduire l'allure du spectre observée et de déduire la position d'implantation de l'ion sur cette dimension. Son expression est donnée Éq.5.2, où $\text{erf}(x)$ est la fonction *erreur*.

$$\begin{aligned}
 f(x) &= \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x' - x)^2}{2\sigma^2}\right) (ax' + b) dx' + \text{fond} \\
 &= \frac{a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{(x_0 - x)^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{(x_1 - x)^2}{2\sigma^2}\right) \right] \\
 &\quad + \frac{1}{2} (ax + b) \left[\text{erf}\left(\frac{x_1 - x}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \text{erf}\left(\frac{x_0 - x}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right] \\
 &\quad + \text{fond}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

En utilisant cette expression, on effectue une approximation suffisante du pic de Bragg

en considérant le dépôt d'énergie linéaire le long de la trajectoire projetée sur le plan de détection, d'où l'emploi d'une droite de paramètres a et b . La gaussienne quant à elle prend en compte la dispersion du signal lors de la dérive des électrons d'ionisation, à travers le paramètre σ . Le produit de convolution est effectué entre deux positions x_0 et x_1 où x_0 représente la position d'implantation de l'ion. x_1 est dans ce cas précis fixée à 500, c'est-à-dire en dehors du volume actif de la chambre, et représente une position de départ fictive de l'ion qui provient en réalité de la cible de production.

La Fig.5.5 montre le résultat obtenu dans le cas des cathodes pour le même signal d'implantation que celui présenté pour les anodes. L'ajustement donne la position d'implantation de l'ion.

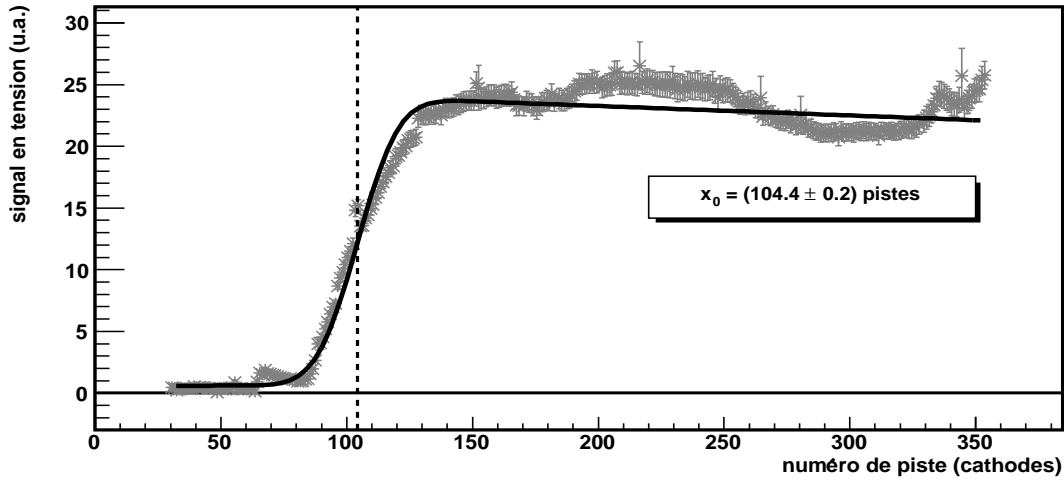


FIG. 5.5 – Exemple de signal d'implantation d'un ion ^{52}Ni délivré par les cathodes. Est représenté en gris le signal énergie calibré en fonction des différentes pistes. Le résultat du produit de convolution figure en noir. La ligne en tirets indique la position x_0 d'arrêt de l'ion.

L'analyse des signaux d'implantation donne ainsi les positions d'arrêt des ions au sein du volume actif de la chambre. C'est à partir de leur position d'implantation que les ions vont décroître. Ainsi, il sera possible de regarder les corrélations entre la position d'implantation des ions et le départ de leur radioactivité. Avant cela, il est nécessaire d'ajuster les spectres de décroissance afin notamment de connaître la position de départ des protons retardés émis lors de la désintégration de ^{52}Ni .

5.1.3 Analyse des spectres énergie de décroissance

Les spectres de décroissance seront ajustés par plusieurs méthodes, afin de tester tout d'abord la qualité des ajustements, mais aussi dans l'optique d'adapter les fonctions à des événements de décroissance 2-protons. Nous présenterons dans un premier temps la fonction de base puis nous montrerons l'emploi d'une fonction plus élaborée.

Première fonction d'analyse : produit de convolution affine-gaussienne

La méthode employée pour ajuster les spectres de décroissance est la même quelle que soit la dimension du détecteur considérée. La fonction utilisée est identique à celle employée pour le signal d'implantation sur les cathodes, c'est-à-dire un produit de convolution affine-gaussienne. Son expression est donnée Éq.5.3.

$$\begin{aligned}
 f(x) &= \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x' - x)^2}{2\sigma^2}\right) (ax' + b) dx' + \text{fond} \\
 &= \frac{a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{(x_1 - x)^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{(x_2 - x)^2}{2\sigma^2}\right) \right] \\
 &\quad + \frac{1}{2} (ax + b) \left[\text{erf}\left(\frac{x_2 - x}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \text{erf}\left(\frac{x_1 - x}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right] \\
 &\quad + \text{fond}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Le produit de convolution est ici effectué entre les positions x_1 et x_2 qui peuvent indifféremment représenter les positions de départ ou d'arrêt du proton sur la dimension considérée. Le choix a été pour l'instant de considérer une variation linéaire pour le dépôt d'énergie le long de la trajectoire projetée, d'où l'emploi d'une fonction affine. La pertinence de ce choix sera discutée plus loin. La Fig.5.6 présente le résultat obtenu pour l'événement de décroissance corrélé à celui d'implantation présenté plus haut, ceci pour le plan des anodes. Les positions de départ et d'arrêt du proton retardé ont ainsi pu être déterminées.

Deuxième fonction d'analyse : produit de convolution entre un polynôme de degré 2 et une gaussienne

Afin de vérifier si la manière d'ajuster les spectres peut être affinée, nous allons essayer une fonction d'ajustement plus complexe et comparer les résultats obtenus aux précédents. La fonction est donnée Éq.5.4.

$$f(x) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x' - x)^2}{2\sigma^2}\right) (ax'^2 + bx' + c) dx' + \text{fond} \tag{5.4}$$

L'emploi d'un polynôme de degré 2 va permettre de considérer une variation plus élaborée du dépôt d'énergie le long de la trajectoire par rapport à un dépôt linéaire. Comme l'intégrale n'est pas calculable de façon analytique, elle sera calculée numériquement par la méthode des trapèzes. Le pas d'intégration a été choisi suffisamment petit de telle sorte que, si cette méthode numérique est employée avec un polynôme de degré 1, on retrouve la précision de la fonction de l'Éq.5.3. La Fig.5.7 montre le résultat obtenu avec cette méthode pour l'événement de décroissance de la Fig.5.6.

Nous allons maintenant comparer la qualité des ajustements entre un polynôme de degré 1 et un polynôme de degré 2, ceci à travers les χ^2 normalisés obtenus avec chaque méthode. La Fig.5.8 représente les histogrammes obtenus pour les χ^2 de chaque méthode

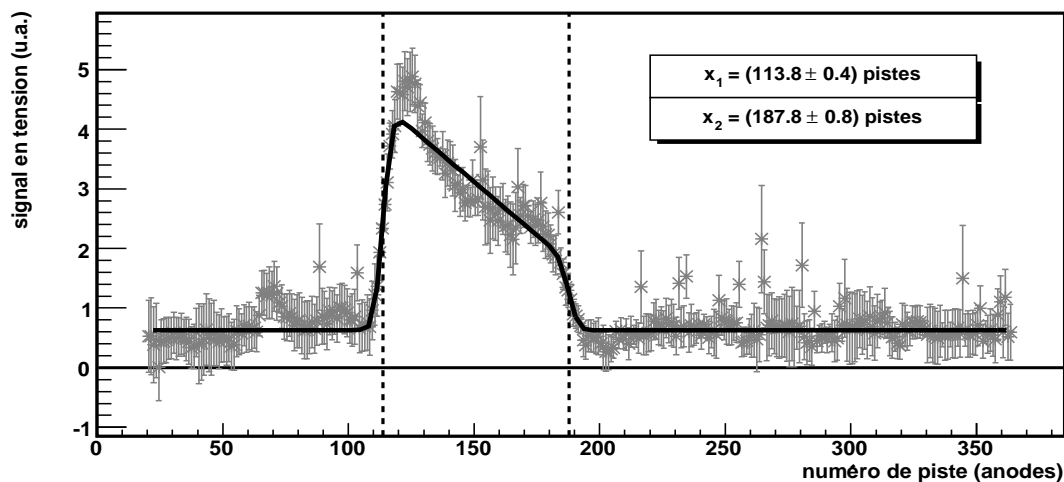


FIG. 5.6 – Représentation de l'ajustement par un produit de convolution affine-gaussienne d'un spectre de décroissance. Le signal énergie en gris est représenté en fonction des différentes pistes, ici les anodes, tandis que le résultat de l'ajustement figure en noir. Les lignes en pointillés indiquent les positions x_1 et x_2 retenues pour déterminer le parcours projeté de la trajectoire sur le plan des anodes.

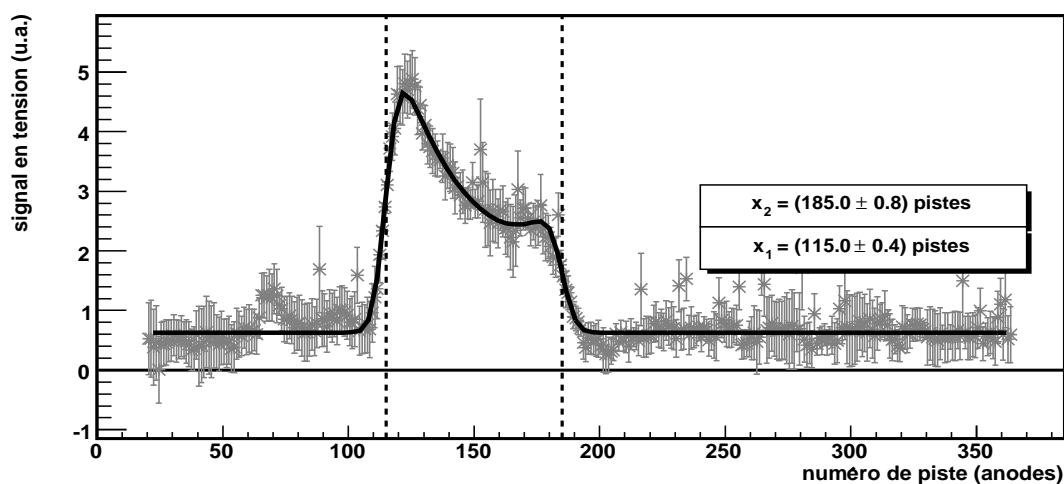


FIG. 5.7 – Exemple d'ajustement d'un spectre de décroissance de ^{52}Ni avec un produit de convolution entre un polynôme de degré 2 et une gaussienne. Le résultat de l'ajustement est représenté par la courbe noire. Cette fonction plus élaborée permet de reproduire fidèlement les variations des spectres. Les positions déterminant la trajectoire figurent en tirets.

pour les spectres anodes et les spectres cathodes. Les moyennes et écarts-types obtenus sur chaque plan de pistes pour les deux méthodes sont présentés Tab.5.2.

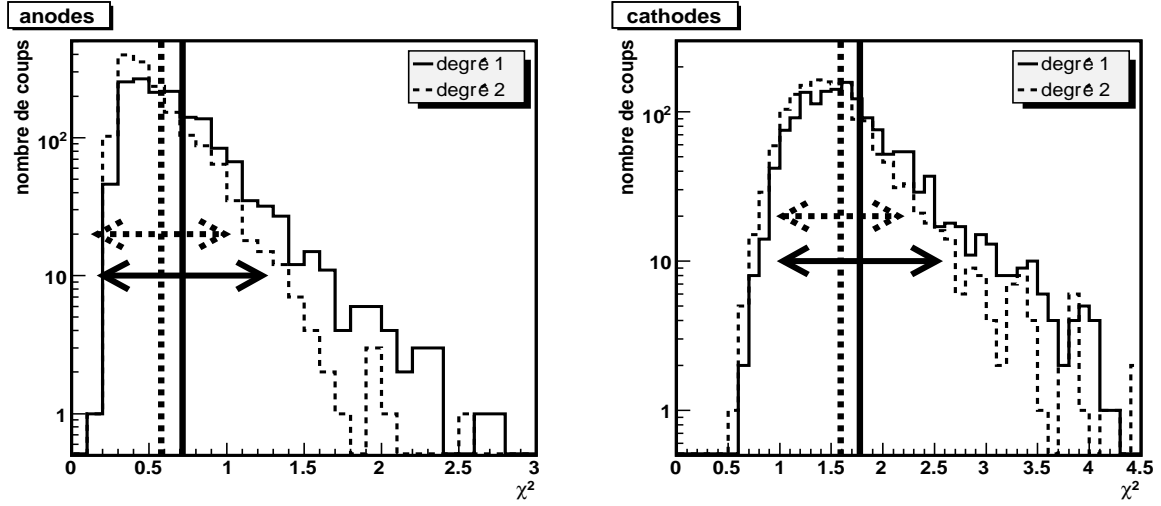


FIG. 5.8 – Comparaison des χ^2 normalisés obtenus suivant qu'un polynôme de degré 1 ou 2 est employé dans le produit de convolution utilisé pour ajuster les spectres de décroissance. À gauche figure le résultat pour les anodes et à droite celui des cathodes. L'histogramme en trait plein représente les χ^2 pour un polynôme de degré 1 et l'histogramme en tirets les χ^2 pour un polynôme de degré 2. Les lignes verticales montrent les valeurs moyennes des χ^2 et les flèches les écarts-types correspondants.

		moyenne	écart-type
anodes	degré 1	0,72	0,51
	degré 2	0,58	0,41
cathodes	degré 1	1,78	0,75
	degré 2	1,59	0,56

TAB. 5.2 – Comparaison des χ^2 moyens obtenus et de leurs écarts-types pour les histogrammes de la Fig.5.8. Même si la qualité de l'ajustement semble meilleure en moyenne avec un polynôme de degré 2, celle-ci reste sur un même intervalle en considérant les écarts-types obtenus, ceci quel que soit le jeu de pistes considéré.

Les résultats obtenus montrent que la qualité de l'ajustement se situe dans une même fourchette quelle que soit la fonction d'ajustement utilisée, même si en moyenne la précision semble meilleure avec un polynôme de degré 2. Ainsi, le produit de convolution avec un polynôme de degré 1 est suffisamment efficace pour déterminer les trajectoires sur le plan de détection suivies par les protons. La Fig.5.9 montre les biais obtenus sur les positions de départ et d'arrêt des protons retardés de ^{52}Ni en utilisant un polynôme de degré 2. Les biais observés sont très faibles par rapport à la première bissectrice. La plus

grande différence est pour les positions de départ sur les anodes. Cependant, au vu des incertitudes plus élevées pour ce jeu de données, on peut considérer que la différence n'est pas significative. Ainsi, les positions déterminées ne varient pratiquement pas selon la fonction d'ajustement employée, ce qui confirme que l'emploi d'un produit de convolution entre une fonction affine et une gaussienne est justifié.

L'étude des spectres énergie d'implantation permet de déterminer les positions d'implantation des ions projetées sur la matrice de détection. Celle des spectres énergie de décroissance permet quant à elle de déterminer avec précision les positions de départ et d'arrêt des protons retardés émis. Deux méthodes ont été employées, qui donnent chacune des résultats semblables quant aux informations recherchées. Nous pouvons maintenant nous intéresser aux deux aspects suivants : quelles sont les corrélations spatiales entre positions de départ des radioactivités et positions d'implantation des ions et quelle est la distribution angulaire projetée sur le plan de détection des protons retardés émis ?

5.1.4 Étude des corrélations spatiales entre positions d'implantation des ions et de départ des protons émis

Afin d'effectuer ces corrélations, il est nécessaire de distinguer dans les paramètres d'ajustement des spectres de décroissance la position de départ et celle d'arrêt de la particule émise. Le critère est très simple : la position considérée comme celle de départ est celle qui est la plus proche de la position d'implantation. Bien évidemment, afin de réduire le nombre de fausses corrélations, d'autres critères ont été introduits : la position de départ ne doit pas être éloignée de plus ou moins deux fois l'écart-type moyen des gaussiennes employées dans les fonctions d'ajustement des signaux d'implantation et n'ont été considérés que les événements ayant un temps de décroissance inférieur à 150 ms (valeur équivalente à 3-4 fois la durée de vie de ^{52}Ni). La Fig.5.10 montre un événement d'implantation de ^{52}Ni suivie d'un événement de décroissance.

Une fois les événements sélectionnés, on trace la position de départ du proton retardé en fonction de celle d'implantation de l'ion. La Fig.5.11 montre le résultat obtenu pour les anodes et pour les cathodes. Un ajustement linéaire est effectué afin de déterminer le biais entre la courbe de tendance et la première bissectrice, cette dernière impliquant que le départ d'une radioactivité serait exactement au point d'implantation de l'ion.

Les corrélations obtenues montrent que le biais par rapport à la première bissectrice est faible. Ainsi, la position de départ d'une particule est très peu éloignée de celle d'implantation de l'ion. Ces résultats permettront de connaître la position de départ de la radioactivité lorsque deux particules sont émises et que la position de départ est incertaine.

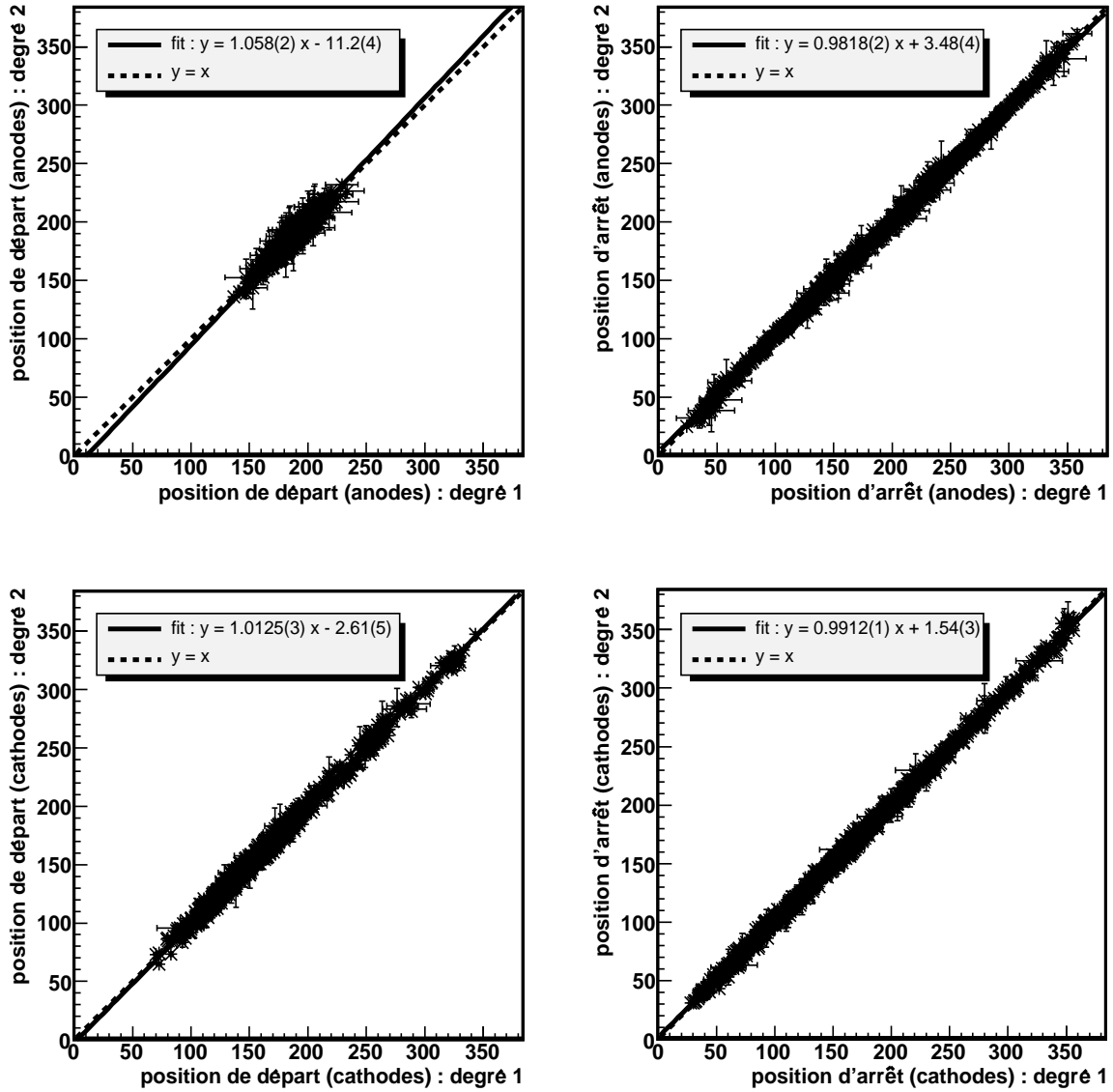


FIG. 5.9 – Comparaison des positions de départ et d'arrêt des trajectoires des protons retardés de ^{52}Ni suivant la fonction employée pour ajuster les spectres de décroissance. Sont représentées les positions obtenues avec un polynôme de degré 2 en fonction de celles obtenues avec un polynôme de degré 1 dans le produit de convolution. En haut figurent les résultats pour les positions de départ (à gauche) et d'arrêt (à droite) pour les anodes. Les données sont ajustées par une droite (trait plein) afin de comparer le biais par rapport à la première bissectrice (tirets). Les mêmes résultats sont présentés en bas pour les cathodes.

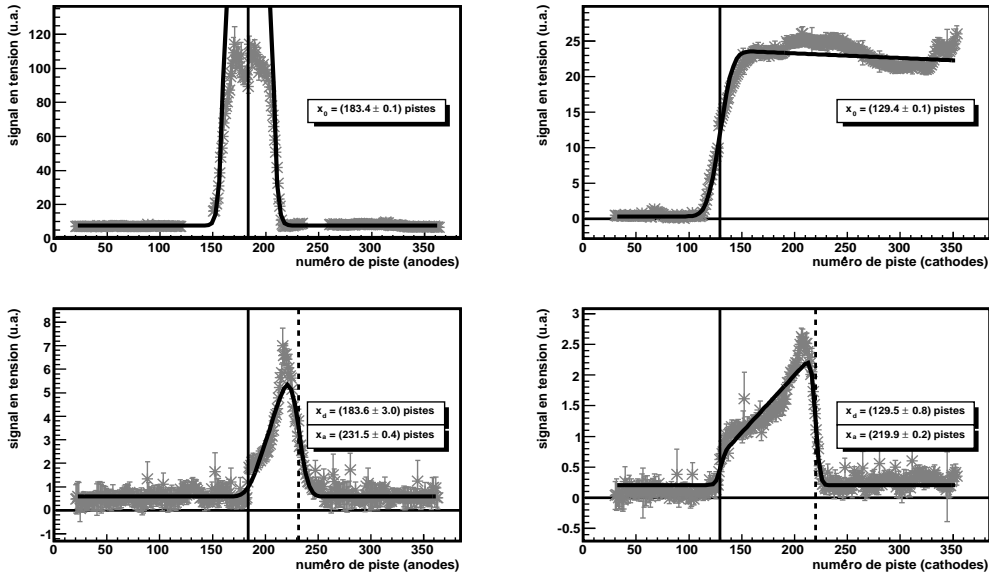


FIG. 5.10 – Spectres énergie d'un événement d'implantation d'un ion ^{52}Ni suivi d'une décroissance par émission retardée d'un proton. À gauche figure le signal des anodes et à droite celui des cathodes. En haut, sont représentés les signaux d'implantation ajustés par les courbes en noir. Les positions d'implantation x_0 sont indiquées par des lignes verticales. En bas, les signaux de décroissance sont ajustés pour donner les positions de départ x_d (lignes verticales en trait plein) et les positions d'arrêt x_a (lignes verticales en tirets) sur chaque dimension. L'événement de décroissance est spatialement corrélé à celui d'implantation.

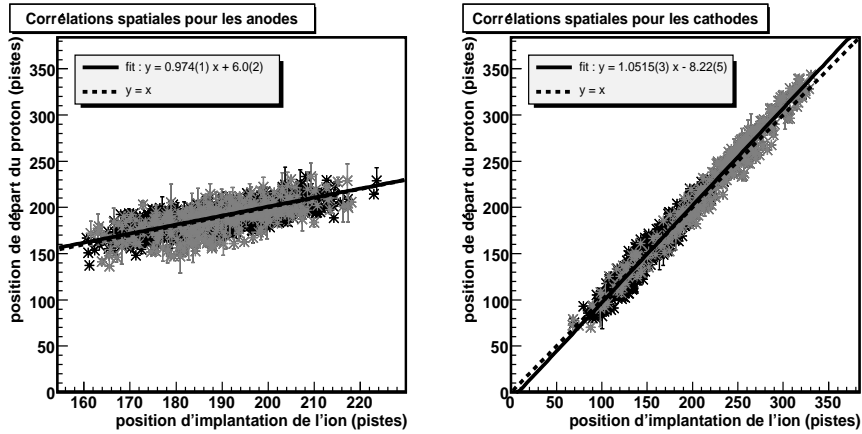


FIG. 5.11 – Corrélations spatiales entre position de départ d'un proton retardé et position d'implantation de l'ion émetteur. À gauche, figure le résultat obtenu pour les anodes et à droite celui pour les cathodes. Le jeu de données à 1 bar est représenté en noir, celui à 500 mbar en gris. Un ajustement linéaire est réalisé. Le résultat est figuré par la courbe en trait plein et indiqué sur chaque graphique. En tirets est représentée la première bissectrice.

5.1.5 Vérification de l'isotropie d'émission suivant l'angle sphérique φ

L'émission d'une particule, ici un proton retardé de ^{52}Ni , dans l'espace à trois dimensions, doit être isotrope. Nous allons nous placer dans un système de coordonnées sphériques, schématisé Fig.5.12.

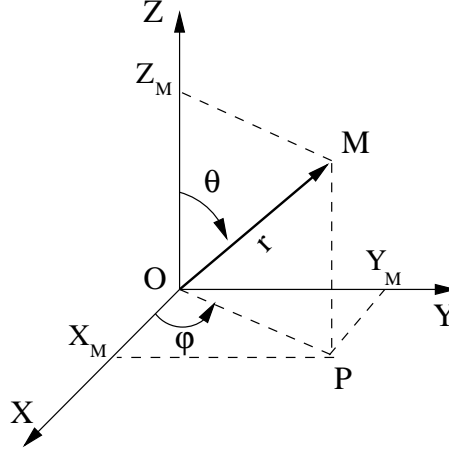


FIG. 5.12 – Représentation du repère sphérique : soit \overrightarrow{OM} la trajectoire suivie par une particule. On peut choisir les deux systèmes de coordonnées suivants pour repérer cette trajectoire : les coordonnées cartésiennes (X_M, Y_M, Z_M) ou les coordonnées sphériques (r, θ, φ) .

L'Éq.5.5 donne l'expression de l'angle sphérique φ en fonction des positions de départ (x_d, y_d) et d'arrêt (x_a, y_a) sur chaque plan de pistes déterminées par l'analyse des spectres énergie.

$$\varphi = \begin{cases} \arctan \frac{|y_a - y_d|}{|x_a - x_d|} & \text{si } (x_a - x_d) \geq 0 \text{ et } (y_a - y_d) \geq 0 \\ 2\pi - \arctan \frac{|y_a - y_d|}{|x_a - x_d|} & \text{si } (x_a - x_d) \geq 0 \text{ et } (y_a - y_d) \leq 0 \\ \pi + \arctan \frac{|y_a - y_d|}{|x_a - x_d|} & \text{si } (x_a - x_d) \leq 0 \text{ et } (y_a - y_d) \leq 0 \\ \pi - \arctan \frac{|y_a - y_d|}{|x_a - x_d|} & \text{si } (x_a - x_d) \leq 0 \text{ et } (y_a - y_d) \geq 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

L'Éq.5.6 donne l'expression de l'erreur $\Delta\varphi$ associée qui prend en compte celles commises sur l'ensemble des paramètres intervenant dans le calcul de φ .

$$\Delta\varphi = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_d, x_a, y_d, y_a) \quad (5.6)$$

Une émission isotrope se traduit par une probabilité d'émission constante sur l'angle sphérique φ (voir Fig.5.12). La Fig.5.13 montre le résultat obtenu pour l'ensemble des événements d'émission retardée d'un proton de ^{52}Ni . Les valeurs de φ sont distribuées suivant une gaussienne normalisée à 1 autour de la valeur moyenne φ correspondante avec pour écart-type l'erreur $\Delta\varphi$. La comparaison avec une simulation d'émission isotrope permet de vérifier que la trajectoire projetée sur le plan de détection est relativement

isotrope. En effet, il existe des trous dans le spectre pour des angles de 0° , 90° , 180° et 270° . Ceci correspond à des événements pour lesquels le parcours suivant l'axe X ou l'axe Y est nul. Or, avec la procédure d'ajustement des spectres énergie de décroissance, on ne peut avoir un déplacement strictement nul sur une direction car le produit de convolution se réduirait alors à zéro. De plus, les paramètres d'ajustement ont alors une plus grande liberté pour ce type d'événement. Ceci n'est pas gênant pour la suite : en effet, le spectre demeure quand même correctement ajusté et l'énergie déposée calculée reste correcte. De plus, nous verrons par la suite qu'il est bien souvent impossible d'utiliser les spectres temps correspondant lorsque ces configurations se présentent à cause du nombre trop faible de pistes touchées.

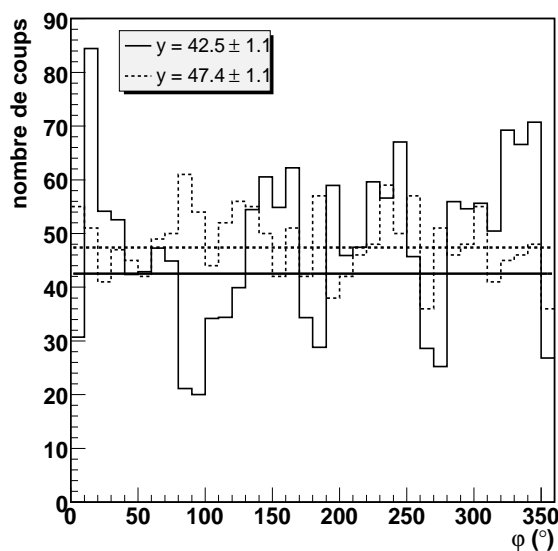


FIG. 5.13 – *Distribution angulaire de la trajectoire des protons retardés projetée sur le plan de détection. En trait plein figure la distribution expérimentale et en tirets la simulation d'une distribution isotrope. La distribution expérimentale montre une émission relativement isotrope. Chaque distribution est ajustée par une constante, dont les valeurs sont du même ordre de grandeur, ce qui confirme le résultat.*

Les analyses présentées plus haut ont donc permis de regarder deux points importants dans la caractérisation du détecteur : l'isotropie d'émission dans le plan de détection des protons retardés de ^{52}Ni et également l'établissement des corrélations spatiales entre les positions de départ des radioactivités et les positions d'implantation des ions émetteurs. Cependant, il est nécessaire d'effectuer un travail supplémentaire sur l'analyse des spectres énergie de décroissance pour appréhender correctement l'analyse d'événements 2-protons.

5.1.6 Analyse simultanée sur les deux dimensions des signaux énergie

Motivation

L'ajustement des signaux énergie de décroissance 2-protons de ^{45}Fe a pour but de déterminer notamment le partage de l'énergie totale de décroissance entre les deux protons. Nous avons vu que si une analyse séparée des spectres anodes et cathodes permet de déterminer les trajectoires projetées sur le plan de détection de chaque proton, le partage énergétique ne pourra être rigoureusement égal sur chaque dimension. Or ceci devrait être le cas. Pour remédier à ce problème, il faut établir des contraintes sur les paramètres d'ajustement, en effectuant une relation entre les spectres énergie des anodes et des cathodes. La procédure sera d'abord testée avec les décroissances β -p de ^{52}Ni .

Contraintes d'ajustement

Les conditions sur les spectres en vue de réaliser une analyse simultanée des deux dimensions sont les suivantes : l'énergie totale doit être la même sur chacune des dimensions et le rapport des énergies de départ de chaque spectre doit être identique à celui des énergies d'arrivée. L'Éq.5.7 résume ces conditions où :

- E_{x_1}, E_{x_2} sont respectivement les énergies de départ et d'arrêt sur les anodes ;
- E_{y_1}, E_{y_2} sont respectivement les énergies de départ et d'arrêt sur les cathodes ;
- x_1, x_2 sont les positions de départ et d'arrêt sur les anodes ;
- y_1, y_2 sont les positions de départ et d'arrêt sur les cathodes.

$$\begin{cases} \frac{E_{x_1}+E_{x_2}}{2}|x_2 - x_1| &= \frac{E_{y_1}+E_{y_2}}{2}|y_2 - y_1| \\ \frac{E_{y_1}}{E_{x_1}} &= \frac{E_{y_2}}{E_{x_2}} \end{cases} \quad (5.7)$$

La première condition implique que l'énergie déposée par les événements de décroissance soit la même sur les spectres anodes et cathodes. L'énergie d'un spectre est calculée en effectuant l'intégrale sur l'ensemble du spectre de la fonction d'ajustement $f(x, \vec{a})$ dépendante de l'ensemble des paramètres \vec{a} , corrigée du fond, comme le montre l'Éq.5.8. Cette fonction est nommée $F(x, \vec{a})$. Pour le calcul de l'intégrale, on fait l'approximation de sommer les valeurs de la fonction sur l'ensemble des pistes.

$$E = \int_0^{384} (f(x, \vec{a}) - \text{fond}) dx = \int_0^{384} F(x, \vec{a}) dx \simeq \sum_{i=1}^{384} F(i, \vec{a}) \quad (5.8)$$

L'Éq.5.9 donne le procédé de calcul de l'erreur sur l'énergie. Celle-ci prend en compte la contribution de l'ensemble des n paramètres d'ajustement sur le calcul de l'énergie à travers les éléments de la matrice de corrélation σ_{jk} calculés lors de l'ajustement des spectres et la dépendance de l'énergie vis à vis de ces paramètres.

$$\Delta E = \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial a_j} \left(\int_0^{384} F(x, \vec{a}) dx \right) \right] \left[\frac{\partial}{\partial a_k} \left(\int_0^{384} F(x, \vec{a}) dx \right) \right] \sigma_{jk}}$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left(\int_0^{384} \frac{\partial F(x, \vec{a})}{\partial a_j} dx \right) \left(\int_0^{384} \frac{\partial F(x, \vec{a})}{\partial a_k} dx \right) \sigma_{jk}} \\
&\simeq \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F(i, \vec{a})}{\partial a_j} \right) \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F(i, \vec{a})}{\partial a_k} \right) \sigma_{jk}} \quad (5.9)
\end{aligned}$$

La Fig.5.14 montre l'évolution de l'énergie déposée sur les cathodes en fonction de celle déposée sur les anodes. La figure obtenue montre que la collection des charges est différente d'un plan de détection à l'autre, les cathodes montrant un signal plus faible que les anodes. Ceci provient en partie du fait que les deux plans de pistes sont calibrés séparément et que l'optimisation des charges collectés sur chaque plan n'est pas parfaite.

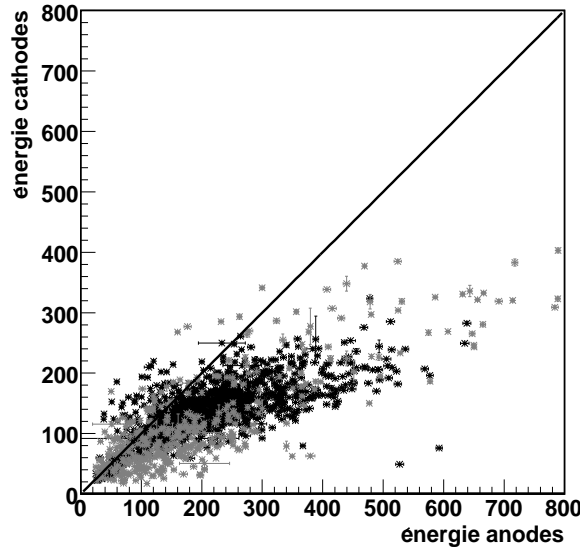


FIG. 5.14 – Ce graphique montre l'énergie déposée sur les cathodes en fonction de celle recueillie sur les anodes pour les événements de décroissance de ^{52}Ni . En noir figurent les données à 1 bar et en gris celles à 500 mbar. La première bissectrice est représentée en noir. On voit que les points expérimentaux s'écartent rapidement de la droite avec un dépôt d'énergie plus faible sur les cathodes. Ceci montre que la collection de charges varie d'un plan à l'autre de la matrice de détection.

Ainsi, il est nécessaire de renormaliser les spectres afin d'obtenir une même surface pour chaque dimension, donc pour respecter la première condition. Dans notre cas, le spectre de surface la plus faible est normalisé à celui de surface la plus élevée. Les deux spectres sont alors ajustés simultanément par une seule et même fonction.

Fonction d'ajustement

La fonction employée reste un produit de convolution affine-gaussienne. Son expression est donnée Éq.5.10.

$$\begin{cases} f(X) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_x X' + b_x) dX' + \text{fond}_x & \text{si } X \in [0, 384] \\ f(X) = \int_{y_1}^{y_2} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_y X' + b_y) dX' + \text{fond}_y & \text{si } X \in [384, 768] \end{cases} \quad (5.10)$$

Cette fonction est donc définie par morceaux, une première partie concernant le spectre des anodes et la seconde celui des cathodes. Cette fois-ci, les pentes et constantes du produit de convolution s'expriment en fonction des positions de départ et d'arrêt, ainsi que des énergies de départ et d'arrêt sur les cathodes, comme indiqué Éq.5.11. Ces expressions proviennent des conditions d'ajustement de l'Éq.5.7.

$$\begin{cases} a_x = \frac{E_{y_2} - E_{y_1}}{x_2 - x_1} \frac{|y_2 - y_1|}{|x_2 - x_1|} & b_x = \frac{E_{y_1} x_2 - E_{y_2} x_1}{x_2 - x_1} \frac{|y_2 - y_1|}{|x_2 - x_1|} \\ a_y = \frac{E_{y_2} - E_{y_1}}{y_2 - y_1} & b_y = \frac{E_{y_1} y_2 - E_{y_2} y_1}{y_2 - y_1} \end{cases} \quad (5.11)$$

Le Tab.5.3 résume l'ensemble des paramètres d'ajustement selon la méthode employée. En utilisant un ajustement séparé des deux dimensions, il faut deux jeux indépendants de 6 paramètres. En considérant une analyse simultanée, le nombre total de paramètres libres est seulement de 10 paramètres indépendants grâce aux relations de l'Éq.5.7 qui donnent des relations entre les paramètres.

paramètres	description	ajustement anodes	ajustement cathodes	ajustement simultané
σ_x	écart-type gaussienne anodes	×		×
fond_x	fond constant anodes	×		×
a_x	pente droite affine anodes	×		
b_x	constante droite affine anodes	×		
x_1	position de départ anodes	×		×
x_2	position d'arrêt anodes	×		×
σ_y	écart-type gaussienne cathodes		×	×
fond_y	fond constant cathodes		×	×
a_y	pente droite affine cathodes		×	
b_y	constante droite affine cathodes		×	
y_1	position de départ cathodes		×	×
y_2	position d'arrêt cathodes		×	×
E_{y_1}	énergie de départ cathodes			×
E_{y_2}	énergie d'arrêt cathodes			×

TAB. 5.3 – Ensemble des paramètres d'ajustement employés pour l'analyse des signaux de décroissance selon la méthode employée. Pour les ajustements séparés des anodes et des cathodes, deux jeux indépendants de 6 paramètres sont utilisés alors que l'ajustement simultané n'emploie qu'un unique jeu de 10 paramètres.

La Fig.5.15 montre le résultat obtenu pour l'événement de décroissance correspondant à l'événement corrélé de la Fig.5.10. La trajectoire du proton retardé est ainsi déterminée tout en ayant une énergie identique sur chaque partie du spectre.

Cette nouvelle méthode d'ajustement est donc réalisée avec succès et sera mise à profit pour analyser les décroissances 2-protons de ^{45}Fe .

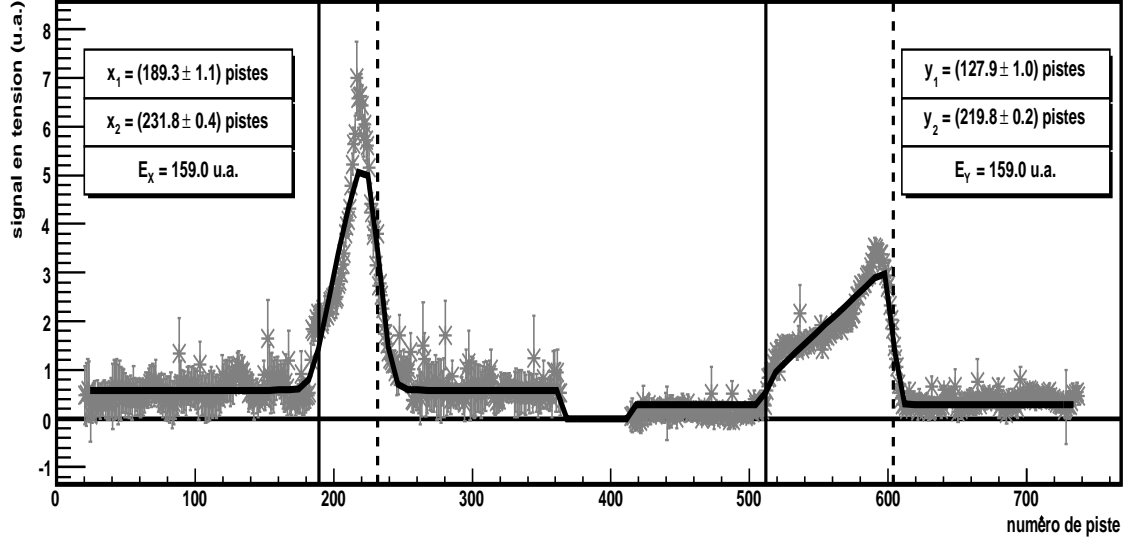


FIG. 5.15 – Exemple d'ajustement simultané des deux plans de pistes d'un spectre de décroissance de ^{52}Ni . L'histogramme représente le signal énergie en fonction des différentes pistes du détecteur. Les 384 premières pistes sont les anodes et les 384 pistes suivantes correspondent aux cathodes. On retrouve les positions de départ et d'arrêt sur chaque dimension. E_X et E_Y représentent l'intégrale de la fonction sur chacune des parties du spectre. Elles sont rigoureusement égales, ce qui respecte les conditions d'ajustement.

L'analyse des signaux énergie des décroissances β -p a permis dans un premier temps de développer les outils de base à l'analyse des signaux énergie de la TPC, à travers tout d'abord le calcul des positions d'implantation des ions qui constitue le point de départ de l'analyse. Les fonctions de base servant à l'ajustement des signaux de décroissance à une particule ont pu être validées. Ensuite, ceci a permis d'effectuer une première caractérisation du détecteur, tout d'abord en vérifiant l'isotropie des trajectoires sur le plan de détection mais aussi en effectuant les corrélations spatiales entre positions de départ des protons retardés et positions d'implantation. Il est maintenant nécessaire de considérer les spectres temps afin de reconstruire dans l'espace à trois dimensions la trajectoire des particules.

5.1.7 Analyse des signaux temps de décroissance

Les spectres temps délivrés par la TPC donnent une information pour chaque piste sur l'arrivée du signal électronique sur celle-ci, exprimé en nanosecondes après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions. Or, l'information donnée n'étant pas un temps absolu,

nous recherchons plutôt le temps relatif séparant le déclenchement de la piste correspondant au départ de la trajectoire de celui de la piste relative à la fin de parcours. L'allure théorique d'un spectre temps est donnée Fig.5.16. Le long de sa trajectoire, une particule chargée ionise le gaz. Sur la matrice de détection sont recueillis les électrons d'ionisation dont la vitesse de dérive est constante au sein du milieu actif. Ainsi, le long de la trajectoire, les spectres temps auront donc une forme linéaire.

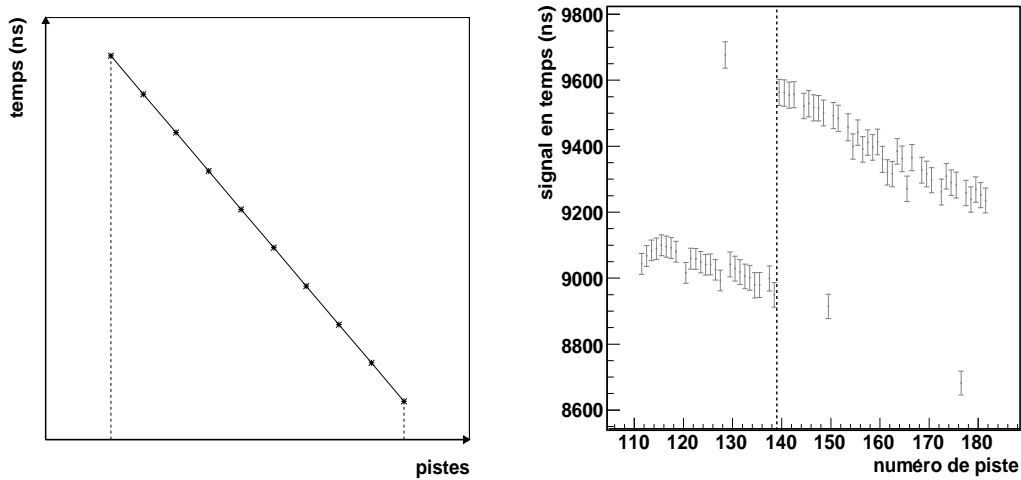


FIG. 5.16 – À gauche figure l'allure théorique d'un spectre temps. Les spectres temps calibrés de la TPC donnent pour chaque piste une information sur le temps relatif d'arrivée du signal électronique sur ladite piste. Comme la vitesse de dérive des électrons dans le gaz est constante, les spectres présentent une forme linéaire le long de la trajectoire de la particule, délimitée ici par les lignes en tirets. En réalité, la forme des spectres s'est avérée plus complexe. À droite figure l'allure d'un spectre réel délivré par la TPC. On voit notamment la présence d'une discontinuité à la piste n°139.

En réalité, les spectres présentent dans certains cas des discontinuités qui doivent être prises en compte lors de l'ajustement des spectres. Leur origine n'a pas pu être déterminée. On peut cependant soupçonner un problème au niveau de l'acquisition des données, ou bien en amont dans l'électronique de gestion des pistes. Souvent, il a été vu que ces discontinuités étaient présentes en début et fin de trajectoires lorsque le signal devient plus faible, ce qui conforterait, à travers des problèmes de déclenchement, la seconde hypothèse. Sur la Fig.5.16 est également représenté un exemple de spectre réel montrant une discontinuité le long de la trajectoire suivie par un proton retardé émis par ^{52}Ni . Une procédure d'ajustement a donc spécialement été créée pour prendre en compte ces discontinuités. Une fois les positions des différentes discontinuités repérées dans un spectre, celui-ci est ajusté par une fonction définie par morceaux, dont l'expression est donnée Éq.5.12. Ainsi, chaque partie du spectre est ajustée par une droite affine. Cependant, il est important de noter que la pente p est identique pour chacun des morceaux.

$$\begin{cases} f(x) = px + m_1 & \text{si } x \in [a_1, b_1] \\ f(x) = px + m_2 & \text{si } x \in [a_2, b_2] \\ \vdots \\ f(x) = px + m_N & \text{si } x \in [a_N, b_N] \end{cases} \quad (5.12)$$

Le temps relatif δt écoulé entre le déclenchement de la première et de la dernière piste sera donnée par l'Éq.5.13, où p représente la pente du spectre et x_d et x_a sont respectivement les points de départ et d'arrêt de la trajectoire sur la dimension considérée. Le signe négatif provient du fait que le temps de chaque piste est mesuré par rapport à un stop commun à toutes les pistes (voir paragraphe 3.3.5).

$$\delta t = -p(x_a - x_d) \quad (5.13)$$

L'incertitude $\Delta(\delta t)$ sur cette valeur sera donnée par l'Éq.5.14, où Δp , Δx_d , Δx_a sont respectivement les incertitudes sur la pente du spectre temps, la position de départ de la trajectoire du proton et sa position d'arrêt.

$$\Delta(\delta t) = \sqrt{(x_a - x_d)^2 (\Delta p)^2 + p^2 [(\Delta x_d)^2 + (\Delta x_a)^2]} \quad (5.14)$$

La Fig.5.17 montre le résultat obtenu pour l'analyse en temps d'un événement d'émission d'un proton retardé de ^{52}Ni .

L'analyse de l'implantation et de la décroissance en énergie a été représentée, suivie de celle des spectres temps sur chaque dimension. Les cassures des spectres ont été prises en compte et les temps calculés sur les cathodes et sur les anodes sont en accord, aux incertitudes près. De plus, il faut noter que les cinq premières et les cinq dernières pistes déclenchées des spectres sont rejetées lors de l'ajustement. En effet, il est observé sur certains spectres (et notamment dans ce cas précis sur celui des cathodes) des effets de bord dûs à la collection des charges lorsque le signal en énergie est faible en début et fin de trajectoire. Prendre en considération ces pistes ferait commettre une erreur sur le calcul des temps.

Intéressons-nous maintenant à l'erreur relative commise sur le calcul du temps relatif. L'expression de son carré est donnée Éq.5.15. On voit ainsi apparaître séparément dans l'équation la contribution de chacun des paramètres intervenant dans le calcul du temps relatif.

$$\left(\frac{\Delta(\delta t)}{\delta t} \right)^2 = \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_d}{x_a - x_d} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_a}{x_a - x_d} \right)^2 \quad (5.15)$$

Ainsi, nous allons représenter graphiquement la part d'erreur relative de chaque membre de l'Éq.5.15 sur le résultat total. Est également reporté le carré de l'erreur relative commise sur les *offsets* m_i . La Fig.5.18 montre les histogrammes obtenus.

Celle-ci montre que l'erreur prépondérante sur le calcul des temps provient de la pente de la fonction d'ajustement des spectres. Vient ensuite celle commise sur la position de départ de la trajectoire, puis celle sur le point d'arrêt. De plus, on voit que l'erreur

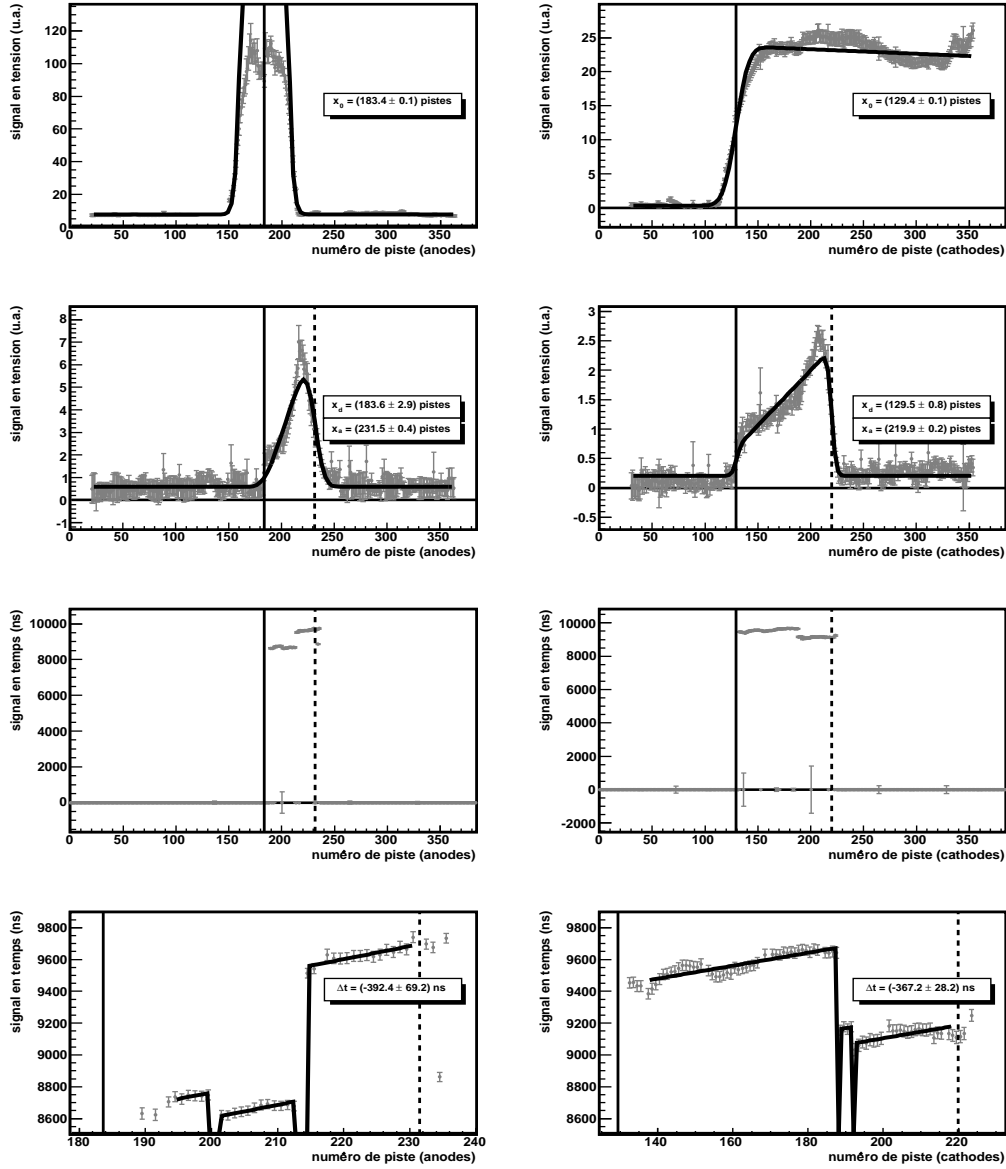


FIG. 5.17 – Analyse complète d'un événement d'implantation de ^{52}Ni suivi de l'émission d'un proton retardé. À gauche figure le signal des anodes et à droite celui des cathodes. Les deux premières lignes correspondent à l'analyse en énergie de la Fig.5.10. Sur la troisième ligne figurent les spectres temps complets avant analyse. En bas, est représentée l'analyse de ces spectres : seule la partie déclenchée est considérée. En noir figure la fonction d'ajustement. Sont également reportées les positions de départ (trait plein vertical) et d'arrêt (tirets verticaux).

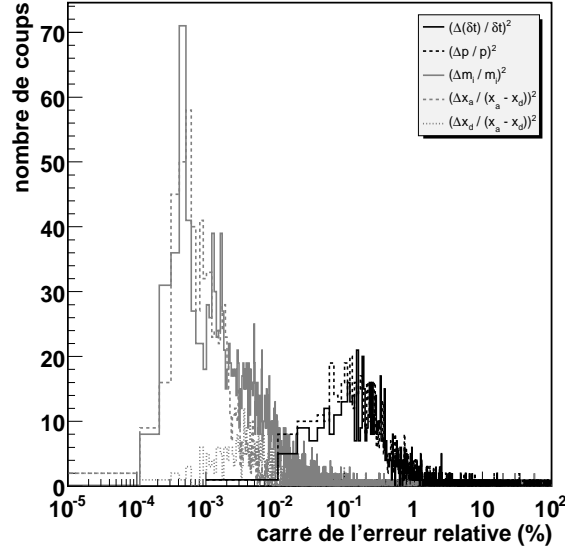


FIG. 5.18 – Représentation du carré de l'erreur relative commise sur les différents paramètres intervenant dans le calcul des temps relatifs. En trait plein noir apparaît le carré de l'erreur relative globale sur les temps, en tirets noirs celui sur la pente d'ajustement des spectres temps. En trait plein gris figure le carré de l'erreur relative commise sur les offsets, en tirets gris celui concernant les positions d'arrêt de la trajectoire. Enfin, l'histogramme en pointillés gris représente le carré de l'erreur relative commise sur les positions de départ. On peut en conclure que l'erreur prépondérante est celle commise sur la pente de la fonction d'ajustement.

commise sur les *offsets* est de l'ordre de 10^{-3} ; elle n'est donc pas prépondérante lors de l'ajustement des spectres.

Sur l'événement de la Fig.5.17 les données temps sont en accord sur les deux dimensions aux erreurs d'incertitudes près. Cependant est-ce toujours le cas, et pourra-t-on donc effectuer une moyenne sur ces deux valeurs ou bien faudra-t-il effectuer une sélection suivant certains critères ? Le graphique de la Fig.5.19 montre la corrélation des temps cathodes et des temps anodes. Les données expérimentales sont réparties autour de la première bissectrice. Cependant, elles sont distribuées d'une manière assez large, avec notamment des valeurs temps qui peuvent être proches de zéro sur un plan de pistes et très différentes de zéro sur l'autre plan. Enfin, certaines données peuvent avoir des valeurs temps de signes opposés. Ceci permet de conclure qu'il faut trouver une procédure de façon à considérer la valeur temps correcte.

Prenons un exemple d'événement dont les valeurs temps déterminées sur chaque plan de pistes diffèrent fortement. La Fig.5.20 montre un tel événement de décroissance. Les valeurs temps sont en désaccord. En effet, sur les anodes, la valeur temps ajustée est erronée car le proton a suivi une trajectoire quasi-parallèle aux anodes. À cause de la dispersion du signal électronique lors de la dérive des électrons d'ionisation, l'ensemble des pistes sont déclenchées quasi-simultanément et ainsi la pente du spectre est beaucoup

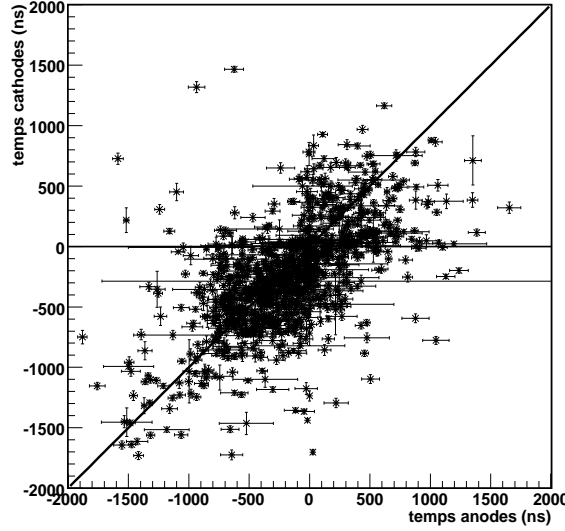


FIG. 5.19 – Graphique représentant l'évolution des temps cathodes en fonction des temps anodes. La diagonale figure la première bissectrice. Si les données expérimentales se répartissent autour de cette droite, on peut voir que certaines s'en écartent considérablement avec des valeurs très différentes d'un plan de pistes à l'autre. Ainsi il va falloir trouver une procédure, qui est définie dans le texte, pour ne conserver que la valeur correcte.

plus faible que ce qu'elle devrait être en réalité. Ainsi, la valeur à retenir est celle des cathodes où la trajectoire est plus longue et le résultat obtenu plus précis.

Pour prendre en considération ce problème, dans la suite de l'analyse, les valeurs temps seront retenues pour le plan de pistes suivant lequel la trajectoire projetée est la plus longue.

À partir de l'analyse des spectres temps, nous allons maintenant pouvoir effectuer la reconstruction dans l'espace des trajectoires suivies par les particules. L'information temporelle doit cependant être convertie en une information spatiale. Connaissant la vitesse de dérive v_d des électrons dans le volume actif, l'Éq.5.16 donne la projection δz sur le troisième axe de la trajectoire du proton.

$$\delta z = v_d * \delta t \quad (5.16)$$

L'Éq.5.17 donne l'erreur commise sur δz en fonction de l'erreur commise sur la valeur temps $\Delta(\delta t)$ et de celle sur la vitesse de dérive Δv_d qui est estimée à $3 \mu\text{m/ns}$.

$$\Delta(\delta z) = \sqrt{(v_d * \Delta(\delta t))^2 + (\delta t * \Delta(v_d))^2} \quad (5.17)$$

Lors de l'expérience, deux jeux de données ont été enregistrés, l'un pour une pression de 1 bar et l'autre pour une pression de 500 mbar. Or la vitesse de dérive des électrons dépend non seulement de la nature du gaz, mais aussi de la pression et du champ électrique

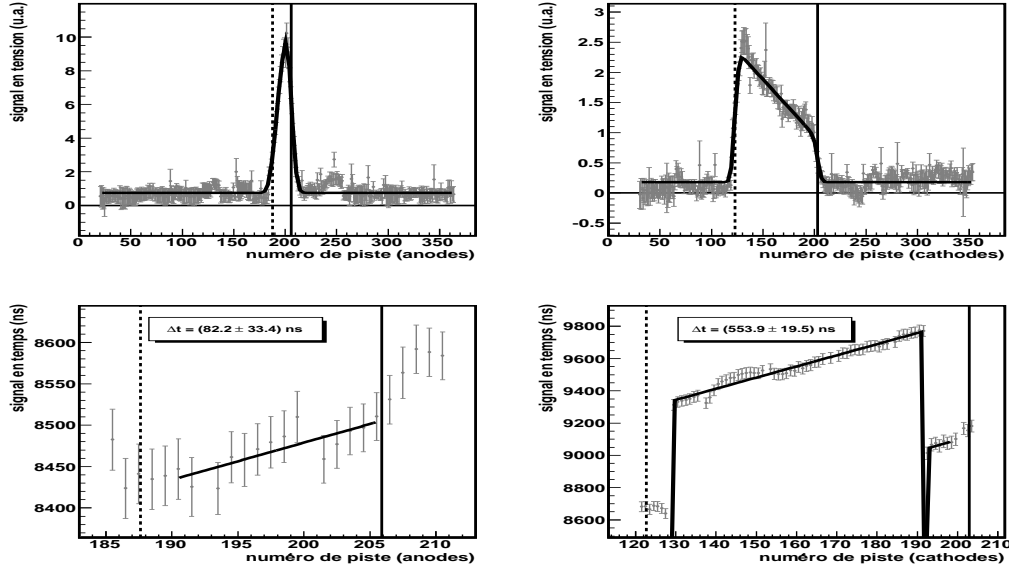


FIG. 5.20 – Exemple d'événement dont les valeurs temps calculées sur les deux plans de pistes sont en désaccord. Le proton retardé ayant une trajectoire parallèle aux anodes, celles-ci sont déclenchées quasi-simultanément et la valeur temps devient très faible, en comparaison du temps cathodes pour lequel la trajectoire est mieux définie.

qui y règnent. Le Tab.5.4 rassemble ces différentes conditions expérimentales. La vitesse de dérive des électrons est calculée grâce aux travaux de Andronic *et al.* [And04], connaissant la pression et le champ électrique du milieu gazeux constitué ici d'un mélange de 90 % d'argon et 10 % de méthane.

pression (mbar)	1000	500
champ électrique (V/cm)	325	100
vitesse de dérive ($\mu\text{m}/\text{ns}$)	42	51

TAB. 5.4 – Ensemble des paramètres expérimentaux de mesure pour les deux jeux de données à 1 bar et à 500 mbar et vitesse de dérive des électrons correspondante.

Une fois connue la troisième composante de la trajectoire suivie par les protons, une première information intéressante à tirer est l'angle d'émission du proton dans l'espace qui permettra de vérifier que l'émission β -p de ^{52}Ni est isotrope.

5.1.8 Distribution angulaire suivant l'angle sphérique θ

Nous avons vérifié dans la section 5.1.5 l'isotropie d'émission suivant l'angle sphérique φ . Maintenant, il faut regarder si l'émission est isotrope dans l'espace à trois dimensions, c'est-à-dire suivant l'angle sphérique θ , comme défini Fig.5.12. L'Éq.5.18 donne l'expression du calcul de l'angle en fonction des paramètres d'ajustement des spectres temps et

énergie répertoriés Tab.5.3. δp représente ici la distance inter-piste, ce qui permet d'avoir des distances homogènes entre elles.

$$\theta = \begin{cases} \arcsin \sqrt{\frac{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2}{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+\frac{(\delta z)^2}{(\delta p)^2}}} & \text{si } \delta z \geq 0 \\ \pi - \arcsin \sqrt{\frac{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2}{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+\frac{(\delta z)^2}{(\delta p)^2}}} & \text{si } \delta z < 0 \end{cases} \quad (5.18)$$

L'Éq.5.19 donne le calcul de l'erreur commise sur l'angle θ qui prend en compte celles sur l'ensemble des paramètres intervenant dans le calcul.

$$\Delta\theta = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial\theta}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_1, x_2, y_1, y_2, \delta z) \quad (5.19)$$

Si on a un nombre total d'événements N émis de manière isotrope, alors le nombre d'événements par unité d'angle solide Ω vaut $n(\Omega) = \frac{N}{4\pi}$. Le nombre d'événements par unité d'angle θ vaut quant à lui $n(\theta) = \frac{N}{2} \sin(\theta)$, après intégration suivant l'angle φ . Ces expressions sont obtenues grâce à la relation de l'Éq.5.20, qui garantit la conservation du nombre d'événements. Ainsi, la distribution angulaire de l'angle θ suit l'allure d'une fonction *sinus*.

$$N = \int_0^{4\pi} n(\Omega) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{N}{4\pi} \sin(\theta) d\theta d\varphi = \int_0^\pi \frac{N}{2} \sin(\theta) d\theta = \int_0^\pi n(\theta) d\theta \quad (5.20)$$

La Fig.5.21 montre le résultat obtenu pour l'ensemble des protons retardés de ^{52}Ni .

Pour la construction de l'histogramme expérimental, les données sont convoluées avec leurs barres d'erreurs. En effet, chaque valeur angulaire est distribuée suivant une gaussienne normalisée de moyenne la valeur expérimentale et d'écart-type l'erreur sur cette valeur. Au vu des résultats, les données expérimentales ne reproduisent pas la distribution angulaire théorique attendue pour laquelle le maximum d'émission doit se situer pour un angle de 90° , soit une émission parallèle au plan de détection. La distribution observée présente un pic très prononcé pour une émission aux alentours de 120° . Un deuxième pic semble apparaître pour un angle de 60° . Cela signifie que l'émission d'un proton retardé observée est anormalement anisotrope dans l'espace à trois dimensions, et qu'en plus elle est fortement favorisée vers le bas, soit pour un angle θ supérieur à 90° . Enfin, cette constatation est observée pour les deux jeux de données, et ne dépend donc pas de la pression dans le gaz ni des champs électriques appliqués.

D'un point de vue statistique, 28,1 % des protons partent vers le haut et 71,9 % sont émis vers le bas. Diverses causes ont été envisagées pour expliquer ces résultats :

- pour exclure un problème venant de l'analyse, les événements de décroissance ont été observés juste après l'étalonnage des spectres sans effectuer de corrélations entre implantations et radioactivités. Sachant que les ions sont implantés autour des anodes centrales, il est possible de savoir dans quel sens est émise la particule d'après celui de la pente. Or, une statistique semblable a été obtenue ;

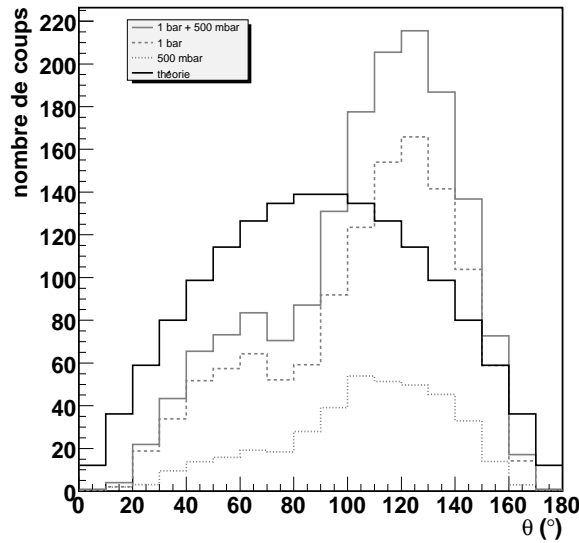


FIG. 5.21 – *Distribution angulaire suivant l'angle sphérique θ des protons retardés de ^{52}Ni . En trait plein gris figure la distribution expérimentale décomposée suivant les deux jeux de données. En noir est représentée la distribution sinusoïdale théorique attendue. L'expérience ne reproduit pas une émission isotrope dans l'espace à trois dimensions.*

- de plus, les étalonnages temps ont été revus en vérifiant notamment que, pour les événements du générateur d'impulsions, les spectres obtenus sont plats après application des coefficients de calibrage ;

- enfin, une explication pourrait provenir de la présence d'un champ électrique qui dévierait la trajectoire des protons. Le seul champ électrique présent est celui appliqué pour la dérive et dirigé vers le haut. Cela signifie que l'effet sur les protons serait de les dévier vers le haut. De plus, après calcul, l'ordre de grandeur du travail maximal de la force coulombienne sur un proton dont la trajectoire est suivant le champ est d'environ 1 keV, ce qui est très inférieur à l'énergie moyenne des protons émis (de l'ordre du MeV).

Une autre vérification peut être effectuée. Durant l'expérience, des données concernant des événements α émis soit verticalement soit à 45° ont été enregistrées. J'ai voulu vérifier si on arrive à retrouver les angles d'émission ou bien si l'angle mesuré est différent de celui attendu. Je me suis focalisé sur les événements à 45° pour lesquels les trajectoires sont suffisamment longues pour observer une structure temporelle exploitable. La Fig.5.22 montre l'angle θ mesuré correspondant. Un ajustement gaussien donne une valeur de $(157,3 \pm 4,4)^\circ$ au lieu des 135° attendus pour un angle de collimation de 45° . Ceci montre bien qu'un biais est observé dans la mesure de l'angle d'émission en faveur d'une émission vers le bas.

Au-delà du problème d'anisotropie observée, afin de se rendre compte si le détecteur permet de reconstruire convenablement la trajectoire d'une particule dans son volume actif, nous allons regarder si les trajectoires expérimentales correspondent à des parcours caractéristiques de l'énergie des protons de ^{52}Ni et du milieu gazeux dans lequel ils sont

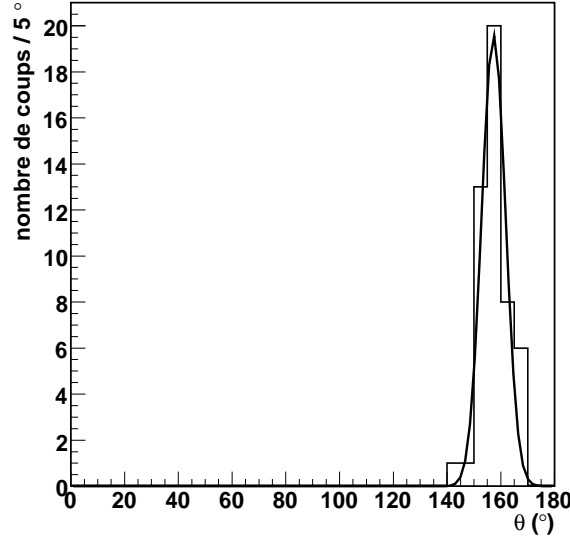


FIG. 5.22 – Angle d’émission mesuré pour des particules α collimatées à 45° . L’angle mesuré attendu doit être de 135° . Or, le spectre obtenu ajusté par une gaussienne, montre un biais des angles mesurés, avec une valeur moyenne de 157° .

émis.

5.1.9 Reconstruction spatiale des trajectoires

Les spectres énergie donnent la longueur r_p de la trajectoire projetée sur le plan de détection à partir des positions de départ et d’arrêt obtenues par les ajustements du signal sur chaque plan de pistes. Celle-ci est donnée Éq.5.21 où les différents paramètres sont explicités Tab.5.3.

$$r_p = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \quad (5.21)$$

L’erreur commise est calculée à partir de l’Éq.5.22 connaissant celles sur les paramètres intervenant dans le calcul.

$$\Delta r_p = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_1, x_2, y_1, y_2) \quad (5.22)$$

Grâce à l’analyse des spectres temps, il est maintenant possible de reconstruire la trajectoire suivie par les protons retardés de ^{52}Ni dans l’espace à trois dimensions. L’Éq.5.23 donne la longueur de la trajectoire r d’un proton en fonction des différents paramètres calculés lors de l’ajustement des spectres et de la distance inter-piste δp , et l’Éq.5.24 l’erreur commise.

$$r = \sqrt{(r_p)^2 + \frac{(\delta z)^2}{(\delta p)^2}} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + \frac{(\delta z)^2}{(\delta p)^2}} \quad (5.23)$$

$$\Delta r = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_1, x_2, y_1, y_2, \delta z) \quad (5.24)$$

Au sein d'un milieu, la distance parcourue par une particule avant d'être stoppée dépend non seulement de son énergie mais aussi de la densité du milieu traversé, et donc dans notre cas de la pression du gaz.

Résultats des données à 1 bar

Regardons tout d'abord la longueur de la trajectoire projetée sur le plan de détection en fonction de l'angle d'émission. ^{52}Ni émet des protons retardés avec trois énergies caractéristiques de 1,056 MeV, 1,344 MeV et 2,824 MeV. Il est tout d'abord intéressant de connaître la longueur de parcours théorique de ces protons dans le milieu gazeux. Le Tab.5.5 regroupe les résultats obtenus par un calcul de perte d'énergie dans un mélange gazeux de P10 à 1 bar.

énergie E (keV)	parcours r (cm)
1056	2,92
1344	4,26
2824	13,98

TAB. 5.5 – Parcours r des protons dans un mélange de gaz P10 à 1 bar suivant leur énergie E d'émission.

Ainsi, connaissant ces longueurs de parcours, calculons la fonction théorique des courbes représentant la projection de la trajectoire sur le plan de détection en fonction de l'angle d'émission. La Fig.5.23 montre une vue schématique des limites en hauteur de la TPC.

En considérant une implantation du faisceau à mi-hauteur de la dérive, les protons disposent d'une hauteur z_1 de 3,15 cm vers le haut avant de heurter la cathode et d'une hauteur z_2 de 3,95 cm vers le bas avant de heurter le premier GEM.

L'expression de la longueur de la trajectoire projetée sur la matrice de détection en fonction de θ s'exprime alors suivant l'Éq.5.25.

$$r_p = \begin{cases} z_1 \tan \theta & \text{si } \theta \in [0, \theta_1] \\ D \sin \theta & \text{si } \theta \in [\theta_1, \pi - \theta_2] \\ -z_2 \tan \theta & \text{si } \theta \in [\pi - \theta_2, \pi] \end{cases} \text{ avec } \cos \theta_1 = \frac{z_1}{D} \text{ et } \cos \theta_2 = \frac{z_2}{D} \quad (5.25)$$

La Fig.5.24 montre les résultats expérimentaux obtenus pour les données à 1 bar. Est donc représenté le parcours projeté sur la matrice de détection, calculé par l'Éq.5.21, en fonction de l'angle d'émission θ . Sont également reportées les courbes théoriques obtenues

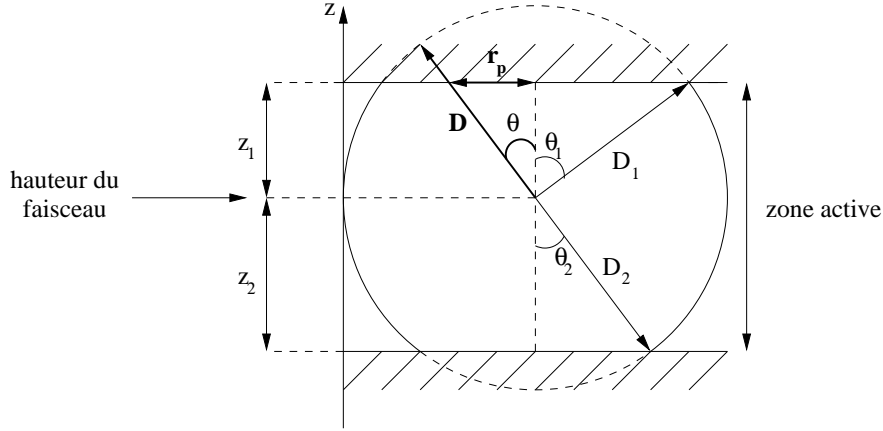


FIG. 5.23 – Schéma montrant la trajectoire d'un proton dans le volume actif. Celui-ci dispose d'une dérive maximale de z_1 et z_2 avant de sortir du détecteur, auquel cas la trajectoire mesurée n'est plus la longueur de parcours réelle D qui devient alors dépendante de l'angle d'émission.

avec l'Éq.5.25 afin de voir si on reproduit les données expérimentales, ceci pour chaque énergie de proton.

Il y a un bon accord entre les données et les courbes modélisées, ceci pour les protons de 1,056 et 1,344 MeV. La résolution est en effet suffisante pour distinguer ces deux groupes de protons dont les trajectoires sont discriminées. La séparation est la plus évidente pour un angle de 90° , soit une émission horizontale, pour laquelle on retrouve une longueur totale de parcours correcte. Cependant, il faut remarquer certains points incorrects pour lesquels l'angle d'émission est quasi-horizontale avec un parcours très faible inférieur à 1,5 cm. Ceux-ci correspondent à des événements pour lesquels les trajectoires projetées sont très courtes sur les deux plans de pistes et pour lesquels les signaux des spectres temps ne présentent aucune pente car les pistes étant déclenchées au même instant. De plus, un certain nombre de points présente un parcours projeté élevé, ce qui doit correspondre aux protons de plus haute énergie. Cependant, comme ces protons, même émis horizontalement, sortent systématiquement du volume actif, il est impossible de reconstruire de manière correcte leur trajectoire. Ces événements sont donc bien souvent rejetés de l'analyse afin de s'affranchir des effets de bord aux limites du plan de détection.

On peut maintenant représenter la longueur totale de la trajectoire en fonction de l'angle d'émission, c'est-à-dire $r = f(\theta)$. L'Éq.5.26 donne son expression en tenant compte des limites en hauteur de la chambre (cf Fig.5.23) pour une longueur D de la trajectoire du proton.

$$r = \begin{cases} \frac{z_1}{\cos \theta} & \text{si } \theta \in [0, \theta_1] \\ D & \text{si } \theta \in [\theta_1, \pi - \theta_2] \\ -\frac{z_2}{\cos \theta} & \text{si } \theta \in [\pi - \theta_2, \pi] \end{cases} \quad \text{avec } \cos \theta_1 = \frac{z_1}{D} \text{ et } \cos \theta_2 = \frac{z_2}{D} \quad (5.26)$$

La figure de gauche de la Fig.5.25 montre le résultat obtenu pour les points expérimentaux où sont superposées les courbes modélisées suivant les dimensions du détecteur. Les

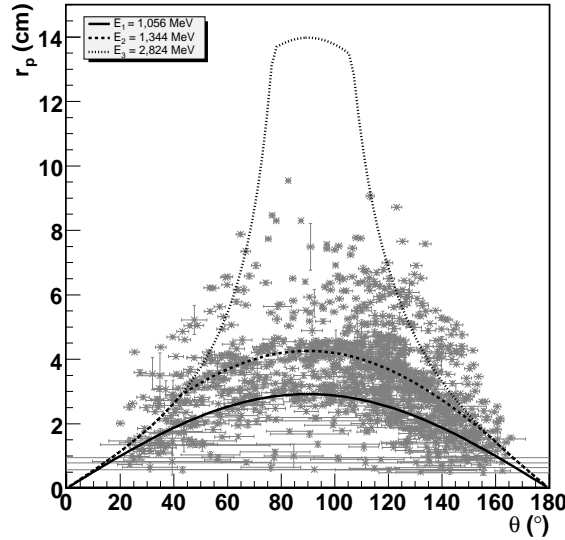


FIG. 5.24 – Évolution de la longueur de la projection de la trajectoire sur le plan de détection exprimée en cm en fonction de l'angle sphérique θ d'émission pour les données à 1 bar. Les données expérimentales figurent en gris. Les trois courbes correspondent aux trajectoires modélisées pour chaque énergie de proton : en trait plein pour une énergie de 1,056 MeV, en tirets pour une énergie de 1,344 MeV et en pointillés pour une énergie de 2,824 MeV. Les données reproduisent bien les courbes pour les deux plus basses énergies. En revanche, les protons de haute énergie sortant du volume actif, il n'est soit pas possible de reconstruire correctement leurs trajectoires, soit les événements ne sont pas analysés car ils ne présentent pas des traces entières sur les plans de pistes.

deux groupes de protons à 1,056 et 1,344 MeV apparaissent distinctement par deux plateaux bien visibles correspondant respectivement à des parcours d'environ 3 et 4,25 cm. Cependant, lorsqu'on se rapproche des trajectoires verticales, les parcours deviennent sous-estimés, voire même aberrants avec des parcours très faibles pour une émission quasi-horizontale. Ceci constitue une limite du détecteur quant à la reconstruction des trajectoires quasi-verticales. Enfin, il est impossible de retrouver les longueurs correctes pour les événements de haute énergie, signe que ceux-ci sortent du volume actif.

Une autre étude intéressante est la projection suivant la longueur de la trajectoire de l'ensemble des événements. La Fig.5.25 à droite montre l'histogramme obtenu où les deux pics principaux signent la présence de l'émission des protons à 1,056 et 1,344 MeV. L'ajustement par la somme de deux gaussiennes donne les longueurs de trajectoires pour lesquelles les émissions sont maximales. Le Tab.5.6 présente les résultats obtenus.

Les longueurs déterminées expérimentalement pour les protons à 1,056 et 1,344 MeV sont en très bon accord avec les calculs de perte d'énergie. De plus, en considérant la valeur de l'écart-type commun ($\sigma = 0,47(2)$ cm), ceci donne une idée de la résolution spatiale accessible. L'ajustement réalisé ne prend pas en compte les points ayant un parcours inférieur à 2 cm et supérieur à 5 cm, afin de ne pas considérer les événements

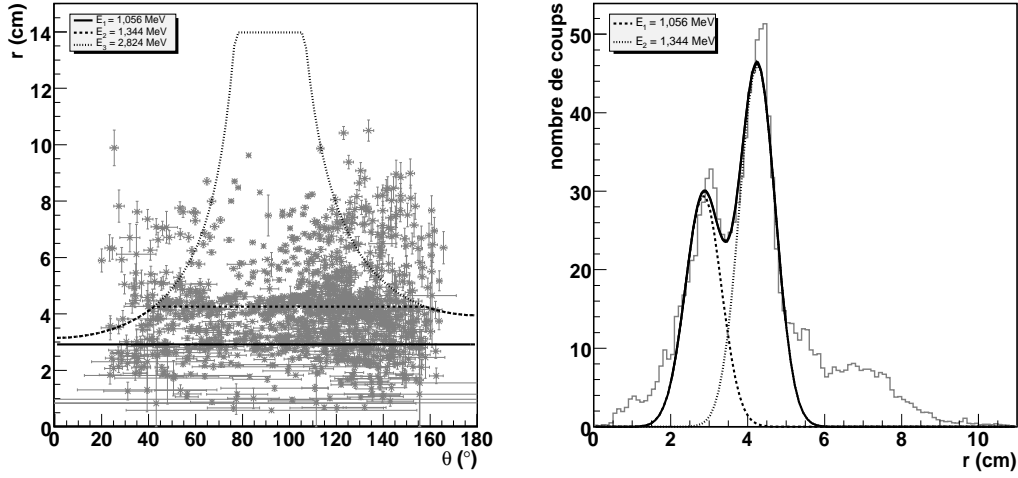


FIG. 5.25 – À gauche, est représentée la longueur de la trajectoire dans l'espace à trois dimensions en fonction de l'angle sphérique d'émission θ pour une pression de 1 bar. Les longueurs théoriques sont également reportées. Les deux groupes de protons de basse énergie apparaissent clairement. À droite, figure la projection sur la longueur totale de parcours de l'ensemble des événements analysés. La courbe en trait plein représente l'ajustement avec la somme de deux gaussiennes qui permet de retrouver les parcours théoriques des protons à 1,056 MeV (en tirets) et 1,344 MeV (en pointillés).

énergie (MeV)	r_{exp} (cm)	r_{th} (cm)
1,056	2,85(4)	2,92
1,344	4,25(3)	4,26

TAB. 5.6 – Parcours des protons calculés par l'ajustement des longueurs de trajectoires pour des énergies de 1,056 et 1,344 MeV. Les résultats expérimentaux r_{exp} et les calculs de pertes d'énergie r_{th} sont en bon accord.

mal ajustés.

L'aptitude à distinguer les deux groupes de protons à 1,056 et 1,344 MeV permet d'estimer leurs rapports d'embranchement relatifs, en prenant le rapport de la surface relative de chaque groupe à la surface totale de la fonction d'ajustement. Le Tab.5.7 montre ces résultats. Il faut faire attention que ces rapports ne tiennent pas compte de l'émission à 2,824 MeV et qu'ils ne constituent qu'une estimation assez grossière permettant de vérifier que l'émission à 1,344 MeV est prépondérante, d'où l'absence de calculs d'incertitudes.

Résultats des données à 500 mbar

Je vais présenter ici la même étude pour les données enregistrées pour une pression de 500 mbar. Tout d'abord, le Tab.5.8 présente les valeurs théoriques des longueurs de

$E_p(\text{keV})$	BR_{exp}	BR_{tab}
1056	39,0 %	28,2 %
1344	61,0 %	71,8 %

TAB. 5.7 – *Rapports d’embranchement relatifs expérimentaux BR_{exp} pour les deux premières énergies de protons E_p . Les valeurs tabulées sont calculées à partir des données issues de [Dos04].*

parcours des protons émis par la désintégration de ^{52}Ni dans le P10 à 500 mbar.

énergie E (keV)	parcours r (cm)
1056	5,83
1344	8,51
2824	27,96

TAB. 5.8 – *Parcours r des protons dans un mélange de gaz P10 à 500 mbar suivant leur énergie E .*

Les parcours obtenus étant maintenant deux fois plus grands, les protons auront tendance à s’échapper du volume actif. La Fig.5.26 montre la longueur de la trajectoire projetée sur le plan de détection r_p en fonction de l’angle d’émission θ . Seuls les protons à 1,056 MeV apparaissent clairement et reproduisent la courbe modélisée. Il n’est en effet pas possible de distinguer les protons à 1,344 MeV, et encore moins ceux à 2,824 MeV, qui sortent du volume actif.

Représentons maintenant le parcours total r des protons. La Fig.5.27 montre la distribution des points expérimentaux où l’on observe le plateau correspondant aux protons de 1,056 MeV. La projection des événements sur la longueur de la trajectoire montre, après ajustement avec une gaussienne, un pic principal pour une longueur de $r_{\text{exp}} = 5,95(11)$ cm, en bon accord avec la valeur attendue $r_{\text{th}} = 5,83$ cm. Cependant, la résolution devient moins bonne, avec comme écart-type une valeur de $\sigma = 2,06(8)$ cm, ceci venant du fait que les données relatives aux protons à 1,344 MeV se mêlent à celles des protons à 1,056 MeV.

5.1.10 Conclusion

Cette première partie consiste donc à utiliser la décroissance retardée β -p de ^{52}Ni pour développer les outils nécessaires à cette analyse. Les signaux d’implantation sont ajustés au moyen d’une gaussienne pour les spectres anodes et d’un produit de convolution affine-gaussienne pour les spectres cathodes afin de connaître le point d’implantation des ions dans la chambre. Un phénomène de saturation des signaux d’implantation anodes a pu être mis en évidence. Les signaux de décroissance sont également analysés par un produit de convolution entre un polynôme et une gaussienne afin de tirer les positions déterminant la trajectoire projetée sur la matrice de détection. Un polynôme de degré 1 suffit pour obtenir les informations recherchées. Ceci a permis une première

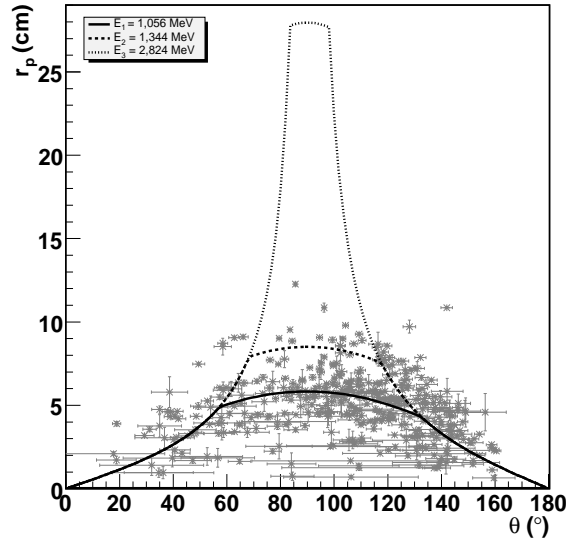


FIG. 5.26 – Évolution de la longueur de la projection de la trajectoire sur le plan de détection exprimée en cm en fonction de l'angle sphérique θ d'émission. La pression du gaz est ici de 500 mbar. Les courbes modélisées ont été reportées pour les trois énergies de protons. Seuls le groupe de protons à 1,056 MeV est réellement visible.

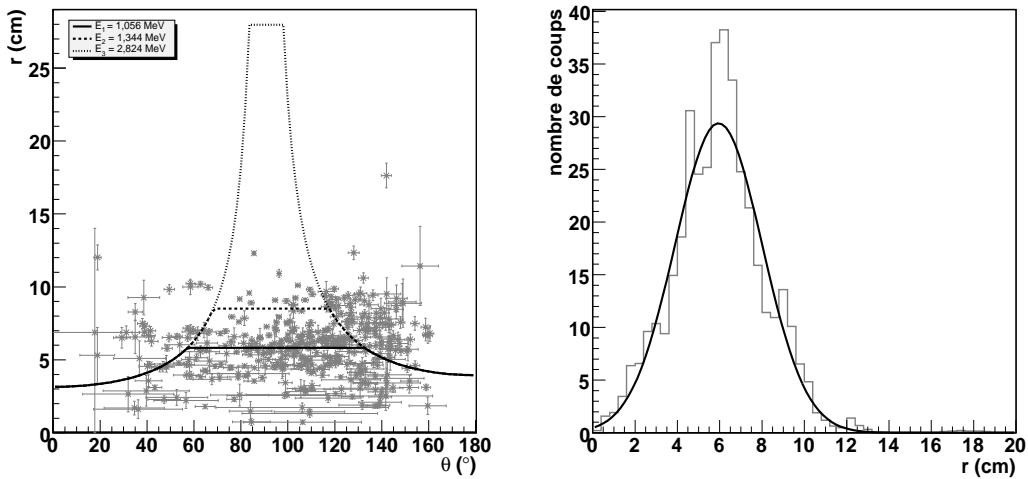


FIG. 5.27 – À gauche, est représentée la longueur de la trajectoire en fonction de l'angle sphérique d'émission θ pour une pression de 500 mbar. Les longueurs théoriques sont également reportées. Les protons à 1,056 MeV apparaissent clairement. À droite, figure la projection sur la longueur totale de parcours de l'ensemble des événements analysés. L'ajustement gaussien reproduit correctement la valeur attendue de 5,83 cm pour les protons de plus basse énergie.

caractérisation du détecteur à travers les corrélations spatiales entre positions de départ des protons et positions d'implantation des ions. De plus, l'isotropie d'émission dans le plan de détection a été vérifiée. Enfin, une méthode d'analyse simultanée sur les anodes et les cathodes est réalisée avec succès.

Dans un deuxième temps, l'analyse des signaux temps de décroissance a été développée, notamment pour prendre en compte les discontinuités des spectres. Ceci permet de calculer la troisième composante de la trajectoire suivie par les particules au sein de la chambre. Une deuxième caractérisation du détecteur a été effectuée. Elle montre notamment que la reconstruction de la trajectoire dans l'espace est faite avec succès : les longueurs totales théoriques de parcours sont reproduites, même si une anisotropie anormale d'émission est observée qui devra être prise en compte lors de l'interprétation des résultats des décroissances à deux protons.

Ces différents procédés d'analyse vont ainsi être adaptés pour l'analyse des événements de décroissance à deux particules, c'est ce que nous allons présenter dans la section suivante avec le noyau ^{43}Cr .

5.2 Analyse du noyau ^{43}Cr

Dans ce chapitre, nous ferons l'étude de la décroissance du noyau ^{43}Cr . Nous commencerons par un état des connaissances sur ce noyau. Puis nous nous focaliserons sur l'émission de protons retardés émis après la désintégration β^+ de ^{43}Cr , en particulier l'émission d'un proton et de deux protons retardés. Nous présenterons alors les outils nécessaires à l'analyse d'événements de décroissance β -2p et les corrélations angulaires et énergétiques entre les deux protons émis. Enfin, un dernier paragraphe sera consacré à la première mise en évidence de l'émission de trois protons retardés suivant la désintégration β^+ de ce noyau.

5.2.1 État des connaissances

Le noyau ^{43}Cr a été observé pour la première fois au GANIL en 1992 [Bor92]. Dans cette référence, il est fait état de l'émission retardée de protons lors de la décroissance radioactive de ce noyau.

Deux références plus récentes ont mis en évidence plusieurs pics proton. Seule l'énergie du pic de plus forte intensité a pu être mesurée avec précision. La première référence donne une énergie $E_p = 1780(16)$ keV avec une intensité $I_p = 6,0(12)\%$ [Gio01]; la seconde donne $E_p = 1807(26)$ keV et $I_p = 7,9(9)\%$ [Dos04].

De plus, ces études font état d'une émission possible de deux protons retardés alimentant le fondamental de ^{41}Sc avec une énergie $E_{2p} = 4320(50)$ keV pour la référence [Bor92] et $E_{2p} = 4292(22)$ keV pour la référence [Gio01].

Enfin, la durée de vie mesurée la plus récente est $T_{1/2} = (20,7 \pm 0,7)$ ms et le rapport d'embranchement total proton est estimé à $P_p = (79,0 \pm 2,7)\%$ [Dos04].

5.2.2 Traitement des spectres TPC d'implantation

Nous allons nous concentrer maintenant sur l'analyse des spectres TPC, et tout d'abord sur les spectres d'implantation d'ions ^{43}Cr . L'analyse des spectres d'implantation est identique à celle présentée dans le cadre du noyau ^{52}Ni . Ainsi, une gaussienne est utilisée pour ajuster les signaux provenant des anodes, en prenant en compte une éventuelle saturation. Les signaux des cathodes sont quant à eux analysés par un produit de convolution affine-gaussienne. Ceci permet de déterminer les positions d'implantation des ions ^{43}Cr . Nous allons cependant tracer les distributions expérimentales des positions d'implantation pour l'ensemble des événements ^{43}Cr analysés. La Fig.5.28 représente les distributions obtenues pour les anodes et pour les cathodes. Celles-ci ont été ajustées au moyen d'une gaussienne. Ces distributions seront utilisées plus tard lors de simulations numériques.

5.2.3 Analyse des événements de décroissance β -p

Avec l'analyse de ^{52}Ni , nous avons pu développer les outils nécessaires à l'analyse de l'expérience et notamment vérifier certains aspects du fonctionnement de la TPC. Nous avons vu par exemple une asymétrie de l'émission β -p de ^{52}Ni dans l'espace à trois

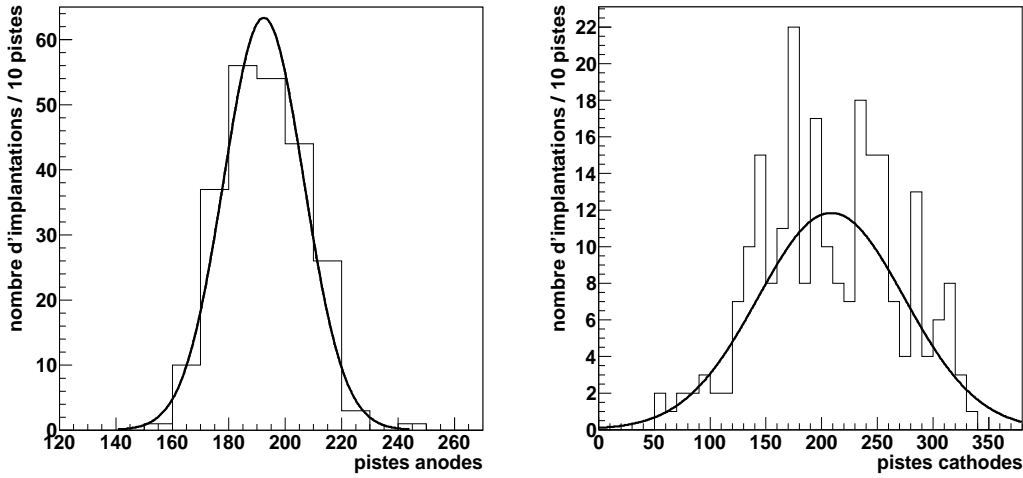


FIG. 5.28 – À gauche figure la distribution des positions d'implantations des ions ^{43}Cr pour les anodes et à droite celle relative aux cathodes. Ces deux distributions ont été ajustées par une gaussienne en vue d'avoir une fonction décrivant les positions d'implantation lors de simulations numériques.

dimensions. Les *runs* relatifs à ce noyau n'ont concerné que le début de l'expérience, servant de point de départ au réglage du faisceau vers les noyaux les plus exotiques. En revanche, le noyau ^{43}Cr a été produit pendant tout le reste de l'expérience. Si les longueurs de trajectoires ne peuvent être reconstruites de par le fait que les protons sortent du volume actif, il est en revanche possible de regarder l'isotropie d'émission dans l'espace et de voir si les conclusions tirées avec l'analyse de ^{52}Ni sont observées pendant l'ensemble de l'expérience.

La Fig.5.29 montre la distribution angulaire obtenue pour les protons retardés émis lors des désintégrations β -p de ^{43}Cr . On mesure toujours une anisotropie d'émission anormale semblable à celle de ^{52}Ni . Des coupures suivant les numéros de *runs* ont en outre été effectuées afin de vérifier que l'anisotropie concerne l'ensemble de l'expérience, ce qui est le cas. Il faut donc prendre en compte cette anisotropie mesurée pour les distributions angulaires relatives entre les deux protons. Ainsi, la distribution β -p a été ajustée afin de pouvoir corriger les angles mesurés dans le cadre de décroissances 2-protons. La fonction utilisée doit garder les caractéristiques d'une fonction *sinus* représentant la distribution isotrope, à savoir être bornée et nulle à 0° et 180° . Ainsi, j'ai opté pour une fonction somme des harmoniques d'une fonction sinusoidale. Sa forme est donnée Éq.5.27, les paramètres d'ajustement sont alors les poids des différentes harmoniques. La reproduction des données est correcte en s'arrêtant à la troisième harmonique.

$$f(x) = p_1 * \sin(x) + p_2 * \sin(2x) + p_3 * \sin(3x) \quad (5.27)$$

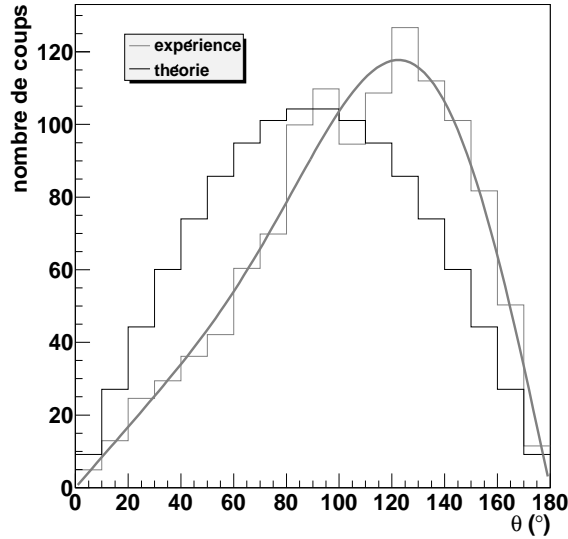


FIG. 5.29 – Distribution angulaire suivant l'angle sphérique θ des protons retardés émis lors de la désintégration β -p de ^{43}Cr . Le diagramme expérimental figure en gris et la distribution théorique attendue en noir, qui correspond à une distribution isotrope. La distribution expérimentale, ajustée par une sinusoïde déformée, montre une anisotropie d'émission anormale.

5.2.4 Analyse des événements de décroissance β -2p

^{43}Cr est un candidat à l'émission retardée de deux protons. Au cours de l'expérience e457a, plusieurs événements de décroissance corrélés à des implantations de ^{43}Cr et présentant la trace de deux particules ont été observés. L'analyse de ces événements est donc essentielle afin de déterminer le processus d'émission inhérent au noyau ^{43}Cr . Une question intéressante est de savoir si les deux protons sont émis simultanément ou bien si on a affaire en réalité à une émission séquentielle, la décroissance passant alors par un état excité de ^{42}Ti . Mesurer les corrélations angulaires et énergétiques doit permettre de répondre à cette question (voir paragraphe 2.5.6).

Pour cela, l'analyse des spectres énergie et temps des événements β -2p doit être effectuée. Nous allons décrire la méthode employée pour analyser ces spectres.

Traitement des spectres énergie de décroissance

Comme cela a été précisé à la section 5.1.6, une analyse simultanée des spectres des anodes et des cathodes est employée, pour laquelle les deux spectres sont normalisés à une même surface.

La fonction d'ajustement utilisée découle de celle employée pour les décroissances de protons retardés de ^{52}Ni , à la différence qu'on doit prendre en compte le fait que deux particules sont émises lors de la décroissance β -2p de ^{43}Cr . L'Éq.5.28 donne l'expression de la fonction d'ajustement, qui est constituée sur chaque plan de pistes par la somme

de deux produits de convolution affine-gaussienne entre les positions de départ et d'arrêt, additionnés d'un fond constant. Chaque produit de convolution est effectué entre la position de départ des deux protons (x_0, y_0) et la position d'arrêt (x_i, y_i) de la particule i considérée sur chaque plan de pistes.

$$\left\{ \begin{array}{l} f(X) = \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_{x_1} X' + b_{x_1}) dX' \\ \quad + \int_{x_0}^{x_2} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_{x_2} X' + b_{x_2}) dX' \\ \quad + \text{fond}_x \end{array} \right\} \text{ si } X \in [0, 384]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f(X) = \int_{y_0}^{y_1} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_{y_1} X' + b_{y_1}) dX' \\ \quad + \int_{y_0}^{y_2} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_{y_2} X' + b_{y_2}) dX' \\ \quad + \text{fond}_y \end{array} \right\} \text{ si } X \in [384, 768]$$
(5.28)

Il existe des relations entre les paramètres. Ainsi, les pentes et constantes des droites vont être déduites des conditions sur les spectres énergie. Ces conditions, données par l'Éq.5.29, à savoir un dépôt total d'énergie identique sur les anodes et sur les cathodes et un rapport énergies de départ et d'arrêt identique sur les deux faces, sont appliquées pour les traces de chaque proton.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{x_0}^1 + E_x^1}{2} |x_1 - x_0| = \frac{E_{y_0}^1 + E_y^1}{2} |y_1 - y_0| \\ \frac{E_{y_0}^1}{E_{x_0}^1} = \frac{E_y^1}{E_x^1} \end{array} \right. \quad (5.29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{x_0}^2 + E_x^2}{2} |x_2 - x_0| = \frac{E_{y_0}^2 + E_y^2}{2} |y_2 - y_0| \\ \frac{E_{y_0}^2}{E_{x_0}^2} = \frac{E_y^2}{E_x^2} \end{array} \right.$$

On effectue donc un changement de paramètres, avec l'apparition de quatre nouveaux paramètres d'énergie pour chaque proton, qui sont détaillés Tab.5.9.

paramètres	description
$E_{x_0}^i$	énergie de départ anodes du proton i
E_x^i	énergie d'arrêt anodes du proton i
$E_{y_0}^i$	énergie de départ cathodes du proton i
E_y^i	énergie d'arrêt cathodes du proton i

TAB. 5.9 – Ensemble des paramètres énergie intervenant dans les conditions d'ajustement des spectres de décroissance β -2p et servant à établir les expressions des pentes et constantes des droites affines du produit de convolution.

Grâce au système de l'Éq.5.29, seuls les quatre paramètres énergie relatifs aux cathodes vont subsister et servir à établir les expressions des pentes et constantes des droites affines, présentées Éq.5.30.

$$\begin{cases} a_{x_1} = \frac{E_{y_1} - E_{y_0}^1}{x_1 - x_0} \frac{|y_1 - y_0|}{|x_1 - x_0|} & b_{x_1} = \frac{E_{y_0}^1 x_1 - E_{y_1} x_0}{x_1 - x_0} \frac{|y_1 - y_0|}{|x_1 - x_0|} \\ a_{y_1} = \frac{E_{y_1} - E_{y_0}^1}{y_1 - y_0} & b_{y_1} = \frac{E_{y_0}^1 y_1 - E_{y_1} y_0}{y_1 - y_0} \end{cases}$$

$$\begin{cases} a_{x_2} = \frac{E_{y_2} - E_{y_0}^2}{x_2 - x_0} \frac{|y_2 - y_0|}{|x_2 - x_0|} & b_{x_2} = \frac{E_{y_0}^2 x_2 - E_{y_2} x_0}{x_2 - x_0} \frac{|y_2 - y_0|}{|x_2 - x_0|} \\ a_{y_2} = \frac{E_{y_2} - E_{y_0}^2}{y_2 - y_0} & b_{y_2} = \frac{E_{y_0}^2 y_2 - E_{y_2} y_0}{y_2 - y_0} \end{cases}$$
(5.30)

Finalement, l'Éq.5.28 présente 14 paramètres d'ajustement explicités dans le Tab.5.10. Les écarts-types, fonds et positions de départ des décroissances sont communs aux deux protons émis. Seules les positions d'arrêt, ainsi que les énergies de départ et d'arrêt sur le spectre des cathodes sont spécifiques à chaque particule.

n° de proton	paramètres	description
1/2	σ_x	écart-type gaussienne anodes
	$fond_x$	fond constant anodes
	x_0	position de départ anodes
	σ_y	écart-type gaussienne cathodes
	$fond_y$	fond constant cathodes
	y_0	position de départ cathodes
1	x_1	position d'arrêt anodes
	y_1	position d'arrêt cathodes
	$E_{y_0}^1$	énergie de départ cathodes
	E_{y_1}	énergie d'arrêt cathodes
2	x_2	position d'arrêt anodes
	y_2	position d'arrêt cathodes
	$E_{y_0}^2$	énergie de départ cathodes
	E_{y_2}	énergie d'arrêt cathodes

TAB. 5.10 – Ensemble des paramètres d'ajustement employés pour l'analyse des décroissances β -2p de ^{43}Cr . Le premier groupe de paramètres est commun aux traces des deux particules, tandis que les deux autres groupes sont propres à chacune des traces.

Les corrélations spatiales établies avec l'émission des protons retardés de ^{52}Ni vont nous permettre d'initialiser, voire de fixer les positions de départ des deux protons retardés de ^{43}Cr lors des ajustements (voir paragraphe 5.1.4). La statistique obtenue permet de calculer l'écart moyen \bar{X} de la position de départ d'une radioactivité par rapport à celle d'implantation de l'ion pour les anodes et \bar{Y} pour les cathodes, ainsi que leurs écarts-types $\Delta\bar{X}$ et $\Delta\bar{Y}$. Ces écarts contribuent pour un effet systématique influant sur la position de départ des protons. L'Éq.5.31 donne leurs expressions où X_i représente l'écart entre position de départ X_i^d et position d'implantation X_i^{imp} pour un événement i sur les anodes et ΔX_i^d l'erreur sur la position de départ. Le même schéma de notations est employée pour le calcul des quantités relatives aux cathodes.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{X_i}{(\Delta X_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^d)^2}} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{X_i^d - X_i^{imp}}{(\Delta X_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^d)^2}} \quad \bar{Y} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{(\Delta Y_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta Y_i^d)^2}} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{Y_i^d - Y_i^{imp}}{(\Delta Y_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta Y_i^d)^2}} \\ \Delta \bar{X} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(X_i - \bar{X})^2}{(\Delta X_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^d)^2}}} \quad \Delta \bar{Y} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - \bar{Y})^2}{(\Delta Y_i^d)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta Y_i^d)^2}}} \end{array} \right. \quad (5.31)$$

Le Tab.5.11 donne les valeurs des quantités ci-dessus.

\bar{X}	1,59
$\Delta \bar{X}$	6,54
\bar{Y}	0,24
$\Delta \bar{Y}$	8,05

TAB. 5.11 – Valeurs moyennes et écarts-types de l'écart entre positions de départ des protons retardés de ^{52}Ni et positions d'implantation des ions, exprimés en nombre de pistes. La signification des variables est donnée dans le texte.

Ainsi, les positions de départ des deux protons sont données pour les anodes et pour les cathodes respectivement par x_0 et y_0 définies Éq.5.32 où $X_{43\text{Cr}}^{imp}$ et $Y_{43\text{Cr}}^{imp}$ sont les positions d'implantation des ions ^{43}Cr respectivement sur les anodes et les cathodes.

$$\left\{ \begin{array}{l} x_0 = X_{43\text{Cr}}^{imp} + \bar{X} \\ y_0 = Y_{43\text{Cr}}^{imp} + \bar{Y} \end{array} \right. \quad (5.32)$$

Les erreurs commises Δx_0 et Δy_0 sur les positions de départ fixées par l'Éq.5.32 doivent prendre en compte les erreurs statistiques $\Delta \bar{X}$ et $\Delta \bar{Y}$ de l'analyse des événements ^{52}Ni données par les écarts-types de l'Éq.5.31, ainsi que les erreurs sur les positions d'implantation $\Delta X_{43\text{Cr}}^{imp}$ et $\Delta Y_{43\text{Cr}}^{imp}$ de l'ion ^{43}Cr de l'événement considéré. L'Éq.5.33 donne l'expression de Δx_0 et Δy_0 . Il faut noter que l'erreur statistique est dominante dans l'Éq.5.33.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta x_0 = \sqrt{(\Delta X_{43\text{Cr}}^{imp})^2 + (\Delta \bar{X})^2} \\ \Delta y_0 = \sqrt{(\Delta Y_{43\text{Cr}}^{imp})^2 + (\Delta \bar{Y})^2} \end{array} \right. \quad (5.33)$$

Traitement des spectres temps de décroissance

L'analyse des spectres temps β -2p de ^{43}Cr dérive également de celle relative aux signaux à une particule de ^{52}Ni . On effectue ainsi la procédure décrite à la section 5.1.7 sur chacune des deux parties du spectre relative au proton considéré. Cependant, il faut

prendre en compte les différentes configurations possibles de l'émission des deux protons et la capacité ou non de la TPC à nous permettre d'observer la trace de chaque proton sur le spectre temps. Il faut en effet rappeler que les valeurs temps de chaque piste sont données en référence à un stop commun. Deux conséquences peuvent être tirées :

- pour une piste avec une valeur temps élevée, son signal électronique est arrivé plus rapidement sur ladite piste que celui d'une piste avec une valeur temps faible ;
- en suivant la trajectoire projetée d'un proton sur un plan de détection, une pente positive signifie que le proton est allé vers le bas et une pente négative signe un proton dont la trajectoire est orientée vers le haut.

La Fig.5.30 montre deux configurations possibles pour un spectre temps d'un événement à deux protons où la configuration est favorable à l'observation de chaque trace. Deux pentes distinctes sont observées, relatives à la trace de chaque proton. Ainsi, les valeurs expérimentales des temps sont données par l'Éq.5.34 et leurs incertitudes par l'Éq.5.35 où p_1 , Δp_1 , p_2 , Δp_2 sont respectivement la pente du spectre et son erreur pour le premier proton et celles relatives au second proton. Les autres variables sont définies Tab.5.10, pour lesquelles sont utilisées les erreurs correspondantes.

$$\begin{cases} \delta t_1 = -p_1(x_1 - x_0) \\ \delta t_2 = -p_2(x_2 - x_0) \end{cases} \quad (5.34)$$

$$\begin{cases} \Delta(\delta t_1) = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 (\Delta p_1)^2 + (p_1)^2 [(\Delta x_0)^2 + (\Delta x_1)^2]} \\ \Delta(\delta t_2) = \sqrt{(x_2 - x_0)^2 (\Delta p_2)^2 + (p_2)^2 [(\Delta x_0)^2 + (\Delta x_2)^2]} \end{cases} \quad (5.35)$$

Lors de l'ajustement des spectres, il faut prendre en compte les remarques évoquées plus haut, à savoir quelles sont les pistes déclenchées respectivement par l'un ou l'autre proton, dans quelle direction est parti chaque proton, mais aussi le fait qu'il est possible de ne pas pouvoir distinguer la trace temps des deux protons. Les positions d'arrêt de chaque proton déterminées par l'analyse des spectres énergie donnent une idée des zones des spectres temps relatives à chacun des protons. Ainsi, cela indique là où une cassure dans le spectre est attendue, comme sur le premier schéma de la Fig.5.30.

Nous avons vu que l'analyse de ^{52}Ni indique que les spectres temps présentent des discontinuités. Or celles-ci ne doivent pas être confondues avec celles bien réelles qui surviennent quand un proton s'arrête et que la trace de l'autre devient visible. Comme la statistique ^{52}Ni est suffisamment importante, on peut regarder si les discontinuités se produisent pour des pistes particulières ou bien si elles surviennent de façon aléatoire. La Fig.5.31 montre le nombre de discontinuités obtenu pour chaque piste sur les anodes et sur les cathodes. Ainsi, on peut établir que certaines pistes présentent des discontinuités systématiques. Ces pistes correspondent dans certains cas à un changement d'ASIC, dans d'autres cas à des effets de seuil lorsque le signal électronique est faible. Il n'est donc pas possible de tirer de conclusion certaine quant à l'origine de ce phénomène, d'autant plus que les spectres d'étalonnage avec le générateur d'impulsion ne présentent pas ces discontinuités. Celles-ci sont alors observées uniquement pour les événements réels.

Pour finir, des règles précises ont été utilisées pour l'ajustement des spectres et la sélection des résultats :

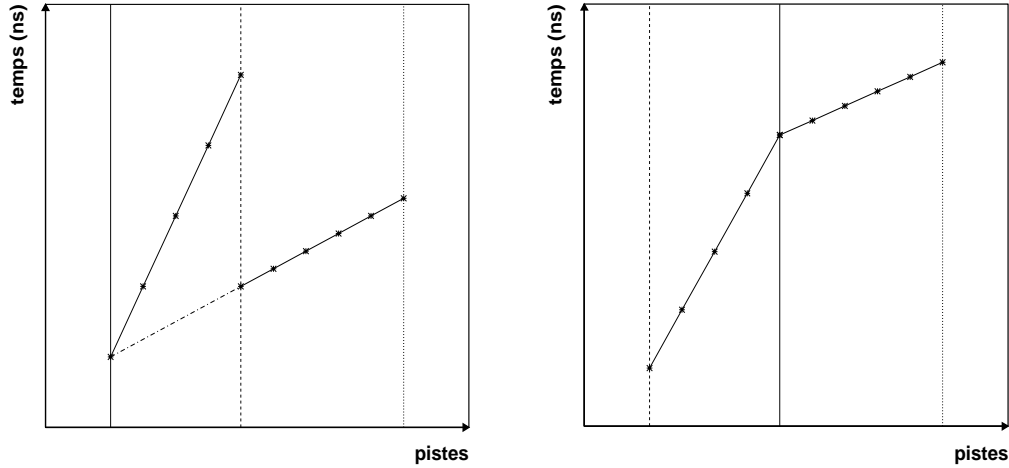


FIG. 5.30 – Représentations théoriques de spectres temps à deux particules délivrés par la TPC lorsque les deux traces peuvent être distinguées. La position de départ est figurée par un trait plein vertical, la position d'arrêt du premier proton figure en tirets et celle du second en pointillés. À gauche, les deux protons partent dans une même direction. Le premier présente une pente positive plus importante que le second, il est donc parti vers le bas et a déclenché les pistes en premier. Lorsqu'il s'arrête, le spectre temps du deuxième proton devient visible. Celui-ci est également parti vers le bas, avec une inclinaison plus faible. À droite, chaque proton part de part et d'autre du point d'implantation, le premier vers le haut et le second vers le bas.

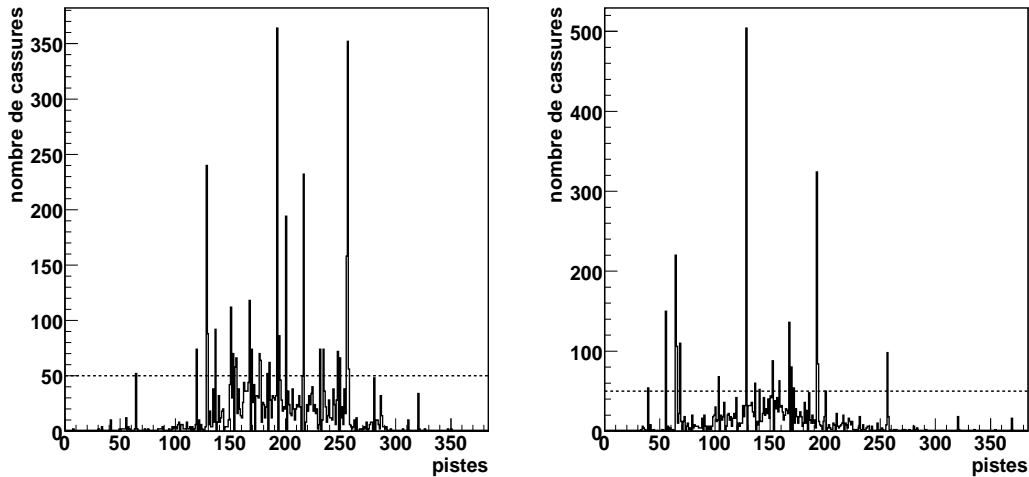


FIG. 5.31 – À gauche, sont représentées le nombre de discontinuités observées dans les spectres temps lors de l'analyse des décroissances β -p de ^{52}Ni pour chaque piste des anodes. Certaines pistes présentent un nombre de discontinuités très important. Au-dessus de 50 discontinuités pour une même piste, celle-ci est considérée comme présentant une discontinuité systématique. À droite est présenté le même résultat pour les cathodes.

- les dix dernières pistes situées en fin de trajectoire de chaque proton ne sont pas prises en compte lors de l'ajustement pour minimiser les effets de bord de collection de charges en fin de parcours ;
- on sélectionne la dimension suivant laquelle le parcours projeté est le plus grand afin d'avoir la meilleure précision possible sur les résultats.

La Fig.5.32 montre un exemple de décroissance β -2p de ^{43}Cr analysée en énergie et en temps.

Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons

L'analyse de l'ensemble des événements β -2p permet dans un premier temps de calculer l'énergie relative emportée par chaque proton. Pour cela, on calcule la surface relative à chaque proton dans la fonction d'ajustement. L'Éq.5.36 donne l'expression des énergies emportées E_1 et E_2 respectivement par le premier et le second proton, intégrales des fonctions $F_1(x, \vec{a})$ et $F_2(x, \vec{a})$, fonctions décrivant l'énergie déposée par chaque proton corrigées du fond et dépendantes de l'ensemble des n paramètres d'ajustement \vec{a} .

$$\begin{cases} E_1 = \int_0^{384} F_1(x, \vec{a}) dx \simeq \sum_{i=1}^{384} F_1(i, \vec{a}) \\ E_2 = \int_0^{384} F_2(x, \vec{a}) dx \simeq \sum_{i=1}^{384} F_2(i, \vec{a}) \end{cases} \quad (5.36)$$

Le résultat est le même quelle que soit le plan de pistes considéré, ce qui résulte des conditions d'ajustement et l'intégrale est approximée par la somme des valeurs des fonctions sur chaque piste. Il en est de même pour les erreurs ΔE_1 et ΔE_2 sur le calcul des énergies qui sont données par l'Éq.5.37 où σ_{jk} est l'élément de la matrice de corrélation entre les paramètres j et k .

$$\begin{cases} \Delta E_1 \simeq \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_1(i, \vec{a})}{\partial a_j} \right) \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_1(i, \vec{a})}{\partial a_k} \right) \sigma_{jk}} \\ \Delta E_2 \simeq \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_2(i, \vec{a})}{\partial a_j} \right) \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_2(i, \vec{a})}{\partial a_k} \right) \sigma_{jk}} \end{cases} \quad (5.37)$$

À partir de ces résultats, le calcul des fractions d'énergie emportées par chaque proton r_1 et r_2 avec leurs erreurs est donné par l'Éq.5.38 où E représente l'énergie totale déposée par les deux protons corrigée du fond et ΔE l'erreur associée.

$$\begin{cases} r_1 = \frac{E_1}{E} \pm \sqrt{\frac{1}{E^2} (\Delta E_1)^2 + \frac{(E_1)^2}{E^4} (\Delta E)^2} \\ r_2 = \frac{E_2}{E} \pm \sqrt{\frac{1}{E^2} (\Delta E_2)^2 + \frac{(E_2)^2}{E^4} (\Delta E)^2} \end{cases} \quad (5.38)$$

L'énergie totale E vaut la somme des énergies individuelles E_1 et E_2 , et son erreur ΔE est donnée par l'Éq.5.39.

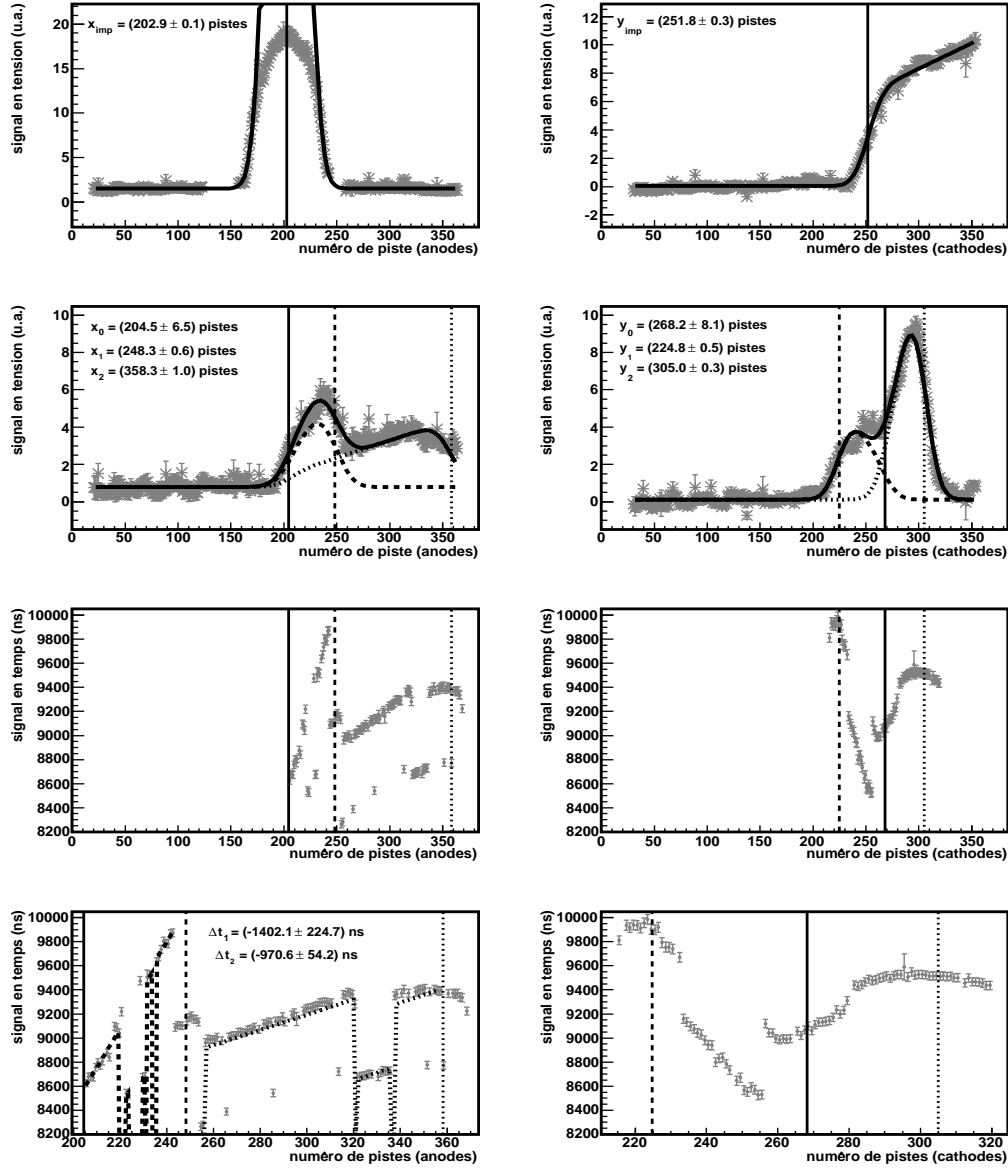


FIG. 5.32 – Exemple d'analyse d'un événement d'implantation d'un ion ^{43}Cr (en haut) suivie d'une décroissance β -2p. La deuxième ligne montre les traces des deux protons. Enfin, les spectres temps de la décroissance figurent sur la troisième ligne et leur analyse sur la dernière. On retient l'analyse temps sur les anodes pour les deux protons où les trajectoires projetées sont les plus longues.

$$\Delta E \simeq \sqrt{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2 + \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_1(i, \vec{a})}{\partial a_j} \right) \left(\sum_{i=1}^{384} \frac{\partial F_2(i, \vec{a})}{\partial a_k} \right) \sigma_{jk}} \quad (5.39)$$

La Fig.5.33 montre l'histogramme obtenu pour le partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons. La fraction emportée par chaque proton est reportée, en prenant en compte l'erreur commise. En effet, chaque rapport est distribué suivant une gaussienne normalisée d'écart-type l'erreur Δr_i et de valeur moyenne la valeur r_i en question. Les données expérimentales montrent à première vue que les protons ne semblent pas partager équitablement l'énergie disponible lors de la désintégration. Cependant, il faut prêter attention au fait que les protons émis ont une énergie suffisante pour sortir du milieu actif. Une simulation sera effectuée en vue d'interpréter correctement les résultats obtenus ; elle sera présentée au chapitre 6.2.

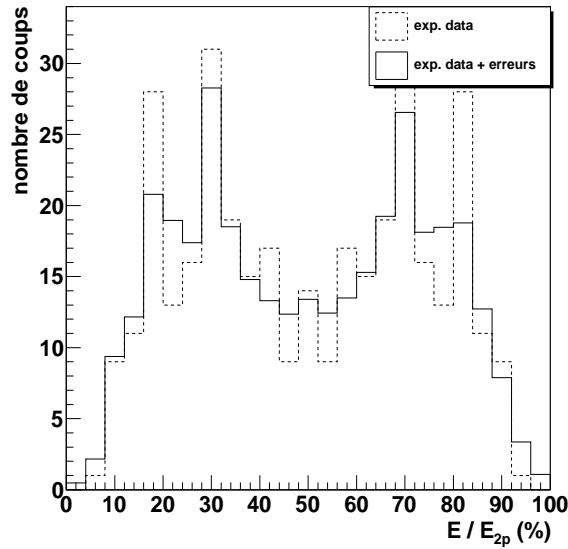


FIG. 5.33 – Histogramme du partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis par ^{43}Cr . Les erreurs sur les énergies individuelles sont prises en compte. Les deux pics aux environs de 30° et 70° sont en faveur d'un partage non équitable de l'énergie.

Angle relatif d'émission proton-proton reconstruit dans l'espace à trois dimensions

Cette étude nécessite les résultats de l'analyse des spectres énergie et des spectres temps de décroissance, afin de reconstruire en trois dimensions la trajectoire suivie par les particules.

L'expression de l'angle relatif est déduite du produit scalaire dans l'espace entre les deux vecteurs trajectoires. Celui-ci est exprimé suivant les coordonnées sphériques définissant les vecteurs en question. Les paramètres intervenant dans le calcul sont les

angles $(\theta_{1,2}, \varphi_{1,2})$ de chaque vecteur (voir la définition du repère sphérique Fig.5.12). Les formules pour définir les angles $\varphi_{1,2}$ et $\theta_{1,2}$ sont définies respectivement aux paragraphes 5.1.5 et 5.1.8.

Cependant, on a vu au paragraphe 5.2.3 que la distribution angulaire calculée sur θ est anisotrope. Or, l'émission retardée d'un proton dans l'espace étant isotrope, il est nécessaire de corriger les angles mesurés. Ainsi, pour un angle θ donné, on va chercher l'angle corrigé θ^{corr} correspondant à une distribution isotrope. La distribution isotrope s'exprime par la fonction *sinus*. Ainsi, on a la relation de l'Éq.5.40 où $f(x)$ est la fonction décrivant la distribution expérimentale observée. Cette égalité suppose que le décalage observé dans la distribution expérimentale par rapport à la distribution attendue est continu ; elle présente également une normalisation des deux distributions à une même surface.

$$\frac{\int_0^{\theta^{corr}} \sin(x) dx}{\int_0^{180} \sin(x) dx} = \frac{\int_0^\theta f(x) dx}{\int_0^{180} f(x) dx} \quad (5.40)$$

L'angle corrigé θ^{corr} s'exprime alors de manière simple suivant l'expression de l'Éq.5.41 où I_0 est l'intégrale de $f(x)$ sur l'ensemble du spectre angulaire.

$$\theta^{corr} = \arccos \left(1 - \frac{2}{I_0} \int_0^\theta f(x) dx \right) \quad (5.41)$$

L'erreur sur l'angle corrigé $\Delta\theta^{corr}$ est évaluée comme le demi-écart entre θ_+^{corr} et θ_-^{corr} correspondant aux angles corrigés extrêmes obtenus respectivement pour les angles mesurés $(\theta + \Delta\theta)$ et $(\theta - \Delta\theta)$.

Le calcul de l'angle relatif proton-proton est effectué par la formule de l'Éq.5.42 avec les angles corrigés où $g(\varphi_1, \varphi_2) = \cos(\varphi_1) \cos(\varphi_2) + \sin(\varphi_1) \sin(\varphi_2)$.

$$\alpha_r^{3D} = \arccos [\sin(\theta_1^{corr}) \sin(\theta_2^{corr}) g(\varphi_1, \varphi_2) + \cos(\theta_1^{corr}) \cos(\theta_2^{corr})] \quad (5.42)$$

L'erreur correspondante est quant à elle calculée grâce à l'Éq.5.43, qui prend en compte l'erreur commise sur l'ensemble des paramètres intervenant dans le calcul de l'angle relatif.

$$\Delta\alpha_r^{3D} = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial\alpha_r^{3D}}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (\theta_1^{corr}, \theta_2^{corr}, \varphi_1, \varphi_2) \quad (5.43)$$

Il faut souligner le fait que la correction angulaire effectuée n'a de sens que si on observe la totalité des événements de décroissance. Cela signifie que l'on ne perd pas d'événements et que la distribution angulaire de l'émission β -p observée est réellement biaisée. Or, on s'est aperçu que des événements sont perdus au cours de l'expérience. Nous n'avons malheureusement pas la possibilité de connaître la direction d'émission des événements perdus. Ainsi, malgré la perte d'événements, il demeure possible d'avoir également un biais dans les mesures temporelles. De plus, même si on a vu avec ^{52}Ni qu'on peut reconstruire correctement la trajectoire des événements en obtenant des longueurs de parcours *moyennes* correctes, il n'en est pas de même vis à vis des événements α collimatés. C'est pour cela que la correction de l'angle d'émission est conservée par la suite.

La Fig.5.34 montre le résultat obtenu avec et sans prise en compte des barres d'erreurs sur les angles. Si la prise en compte des erreurs permet de lisser les données brutes, les deux histogrammes obtenus sont très semblables, ce qui signifie que les erreurs commises sur les angles relatifs sont assez faibles contrairement à ce qui sera observé pour ^{45}Fe . Ceci vient en grande partie du fait que les trajectoires des protons retardés de ^{43}Cr sont plus longues et qu'on dispose d'un ajustement plus précis des spectres temps.

Avec les données obtenues, 84 événements de décroissance β -2p ont pu être reconstitués dans l'espace. La statistique devrait donc être suffisante pour effectuer des comparaisons avec les modèles théoriques. Ceci sera effectué au chapitre suivant (voir paragraphe 6.2). On peut d'ores et déjà dire que les angles mesurés se répartissent sur l'ensemble du spectre, avec une variation continue, si on excepte le manque de statistique observé entre 80° et 90° .

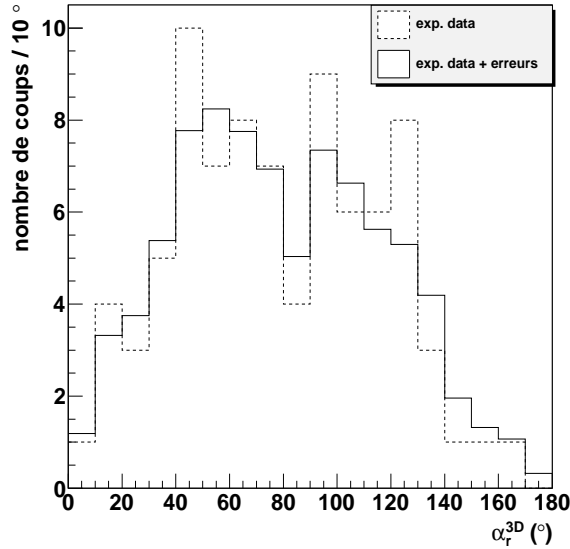


FIG. 5.34 – Angle relatif d'émission entre les deux protons issus de la décroissance β -2p de ^{43}Cr . En trait plein figure la distribution expérimentale prenant en compte les barres d'erreur sur les angles. En tirets est présentée la distribution sans prise en compte des erreurs. Les angles expérimentaux se répartissent sur l'ensemble du spectre.

Dans le dernier chapitre du manuscrit, nous essaierons d'interpréter l'ensemble des résultats obtenus pour la décroissance β -2p de ^{43}Cr , notamment au niveau du processus d'émission mis en jeu.

5.2.5 Analyse d'événements de décroissance β -3p

Au cours de l'analyse de l'expérience e357a, et plus particulièrement de celle des événements de décroissance de ^{43}Cr , nous avons pu mettre en évidence sur deux spectres de décroissance corrélés à l'implantation d'ions ^{43}Cr la trace de trois particules interprétée par l'émission retardée de trois protons suivant une désintégration β^+ .

Afin d'analyser les spectres de décroissance, la fonction d'ajustement simultané des spectres de désintégration β -2p de ^{43}Cr a été adaptée afin de décrire l'émission de trois particules. Son expression est donnée Éq.5.44.

$$\left\{ \begin{array}{l} f(X) = \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_{x_1}X' + b_{x_1}) dX' \\ \quad + \int_{x_0}^{x_2} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_{x_2}X' + b_{x_2}) dX' \\ \quad + \int_{x_0}^{x_3} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_x^2}\right) (a_{x_3}X' + b_{x_3}) dX' \\ \quad + f_{ond_x} \end{array} \right\} \text{ si } X \in [0, 384] \\ \\ \left\{ \begin{array}{l} f(X) = \int_{y_0}^{y_1} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_{y_1}X' + b_{y_1}) dX' \\ \quad + \int_{y_0}^{y_2} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_{y_2}X' + b_{y_2}) dX' \\ \quad + \int_{y_0}^{y_3} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X'-X)^2}{2\sigma_y^2}\right) (a_{y_3}X' + b_{y_3}) dX' \\ \quad + f_{ond_y} \end{array} \right\} \text{ si } X \in [384, 768] \quad (5.44)$$

L'analyse des spectres anodes et cathodes, normalisés entre eux pour avoir une même surface totale, est réalisée simultanément. Les conditions d'ajustement sont les mêmes que pour les décroissances β -2p de ^{43}Cr , à savoir une même énergie totale et un rapport des énergies de départ et d'arrêt identique sur les deux dimensions, et sont présentées Éq.5.45.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{x_0}^1 + E_{x_1}}{2} |x_1 - x_0| = \frac{E_{y_0}^1 + E_{y_1}}{2} |y_1 - y_0| \\ \frac{E_{y_0}^1}{E_{x_0}^1} = \frac{E_{y_1}}{E_{x_1}} \end{array} \right. \\ \\ \left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{x_0}^2 + E_{x_2}}{2} |x_2 - x_0| = \frac{E_{y_0}^2 + E_{y_2}}{2} |y_2 - y_0| \\ \frac{E_{y_0}^2}{E_{x_0}^2} = \frac{E_{y_2}}{E_{x_2}} \end{array} \right. \quad (5.45) \\ \\ \left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{x_0}^3 + E_{x_3}}{2} |x_3 - x_0| = \frac{E_{y_0}^3 + E_{y_3}}{2} |y_3 - y_0| \\ \frac{E_{y_0}^3}{E_{x_0}^3} = \frac{E_{y_3}}{E_{x_3}} \end{array} \right.$$

Ces conditions permettent de déduire les expressions des pentes et des constantes des droites affines de l'Éq.5.44 en fonction des paramètres positions et énergies. L'Éq.5.46 donne leurs expressions.

$$\begin{cases} a_{x_1} = \frac{E_{y_1} - E_{y_0}^1}{x_1 - x_0} \frac{|y_1 - y_0|}{|x_1 - x_0|} & b_{x_1} = \frac{E_{y_0}^1 x_1 - E_{y_1} x_0}{x_1 - x_0} \frac{|y_1 - y_0|}{|x_1 - x_0|} \\ a_{y_1} = \frac{E_{y_1} - E_{y_0}^1}{y_1 - y_0} & b_{y_1} = \frac{E_{y_0}^1 y_1 - E_{y_1} y_0}{y_1 - y_0} \end{cases}$$

$$\begin{cases} a_{x_2} = \frac{E_{y_2} - E_{y_0}^2}{x_2 - x_0} \frac{|y_2 - y_0|}{|x_2 - x_0|} & b_{x_2} = \frac{E_{y_0}^2 x_2 - E_{y_2} x_0}{x_2 - x_0} \frac{|y_2 - y_0|}{|x_2 - x_0|} \\ a_{y_2} = \frac{E_{y_2} - E_{y_0}^2}{y_2 - y_0} & b_{y_2} = \frac{E_{y_0}^2 y_2 - E_{y_2} y_0}{y_2 - y_0} \end{cases} \quad (5.46)$$

$$\begin{cases} a_{x_3} = \frac{E_{y_3} - E_{y_0}^3}{x_3 - x_0} \frac{|y_3 - y_0|}{|x_3 - x_0|} & b_{x_3} = \frac{E_{y_0}^3 x_3 - E_{y_3} x_0}{x_3 - x_0} \frac{|y_3 - y_0|}{|x_3 - x_0|} \\ a_{y_3} = \frac{E_{y_3} - E_{y_0}^3}{y_3 - y_0} & b_{y_3} = \frac{E_{y_0}^3 y_3 - E_{y_3} y_0}{y_3 - y_0} \end{cases}$$

Ainsi, en insérant les expressions ci-dessus dans la fonction d'ajustement, celle-ci s'exprime avec un jeu de 18 paramètres qui sont répertoriés avec leur définition dans le Tab.5.12. Les gaussiennes du produit de convolution sont communes aux trois protons ainsi que les fonds constants et la position de départ sur les deux dimensions. Viennent ensuite les paramètres positions et énergies propres à chaque particule.

n° de proton	paramètres	description
1/2/3	σ_x	écart-type gaussienne anodes
	$fond_x$	fond constant anodes
	x_0	position de départ anodes
	σ_y	écart-type gaussienne cathodes
	$fond_y$	fond constant cathodes
	y_0	position de départ cathodes
1	x_1	position d'arrêt anodes
	y_1	position d'arrêt cathodes
	$E_{y_0}^1$	énergie de départ cathodes
	E_{y_1}	énergie d'arrêt cathodes
2	x_2	position d'arrêt anodes
	y_2	position d'arrêt cathodes
	$E_{y_0}^2$	énergie de départ cathodes
	E_{y_2}	énergie d'arrêt cathodes
3	x_3	position d'arrêt anodes
	y_3	position d'arrêt cathodes
	$E_{y_0}^3$	énergie de départ cathodes
	E_{y_3}	énergie d'arrêt cathodes

TAB. 5.12 – Ensemble des paramètres d'ajustement employés pour l'analyse des décroissances β -3p de ^{43}Cr . Le premier groupe de paramètres est commun aux traces des trois particules, tandis que les trois autres groupes sont propres à chaque trace de proton.

L'analyse temporelle des spectres de décroissance β -3p repose sur celle des événements β -2p. La partie du spectre correspondant à chaque particule est ajustée par une droite

affine prenant en compte les discontinuités éventuelles des spectres. Les valeurs de dérive δt_i sont calculés par l'Éq.5.47 en fonction des positions de départ et d'arrêt du proton i considéré et de la pente p_i du signal temps correspondant.

$$\begin{cases} \delta t_1 = -p_1(x_1 - x_0) \\ \delta t_2 = -p_2(x_2 - x_0) \\ \delta t_3 = -p_3(x_3 - x_0) \end{cases} \quad (5.47)$$

De même, l'Éq.5.48 donne les erreurs commises sur les valeurs temporelles en fonction des différents paramètres d'ajustement.

$$\begin{cases} \Delta(\delta t_1) = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 (\Delta p_1)^2 + (p_1)^2 [(\Delta x_0)^2 + (\Delta x_1)^2]} \\ \Delta(\delta t_2) = \sqrt{(x_2 - x_0)^2 (\Delta p_2)^2 + (p_2)^2 [(\Delta x_0)^2 + (\Delta x_2)^2]} \\ \Delta(\delta t_3) = \sqrt{(x_3 - x_0)^2 (\Delta p_3)^2 + (p_3)^2 [(\Delta x_0)^2 + (\Delta x_3)^2]} \end{cases} \quad (5.48)$$

Présentons maintenant les deux événements pour lesquels l'ensemble des spectres nous conduisent à déduire une émission β -3p. La Fig.5.35 montre le premier exemple de ce type de décroissance pour laquelle les trois particules laissent une trace évidente sur les deux spectres énergie. Pour l'analyse, tous les paramètres de la fonction sont libres. Ceci est nécessaire pour obtenir la convergence de l'ajustement, même si les positions de départ s'éloignent alors de celles d'implantation.

Les spectres temps présentent également la structure caractéristique de l'émission de trois particules. Sur le spectre anodes, on remarque que les deux premiers protons montrent deux pentes de sens opposés, le premier proton partant vers le haut et le second vers le bas. On observe d'ailleurs une continuité du signal au niveau de la position de départ. La trace du troisième proton est visible à la fin de la trajectoire du second proton. Celui-ci s'est également dirigé vers le haut. Il semble même que la trace du troisième proton commence à la piste 255, ce qui signifierait que le second proton n'a pas déclenché en fin de parcours. Sur le spectre cathodes, la trace des trois protons est également évidente. Celle du troisième apparaît à la fin de la trajectoire du second. Pour le signal du premier proton, on peut considérer qu'il est en continuité de celui du second, même si on observe une discontinuité piste 320. Celle-ci a été identifiée avec l'analyse de ^{52}Ni , cependant la statistique était faible pour les événements concernant les pistes environnantes (voir Fig.5.31). Si tel est le cas, on a bien une continuité du spectre au niveau de la position de départ. Les valeurs temporelles sont calculées sur le plan des cathodes où il ne se produit pas de problèmes de déclenchement.

La Fig.5.36 présente le deuxième événement de décroissance β -3p observé pour ^{43}Cr . Les signaux énergie montrent la trace des trois particules émises sans ambiguïté. Les paramètres d'ajustement sont tous libres, afin d'assurer la convergence de l'ajustement. Les points d'arrêt des trois particules sont alors déterminés sur les deux plans de pistes, permettant de séparer proprement les traces individuelles.

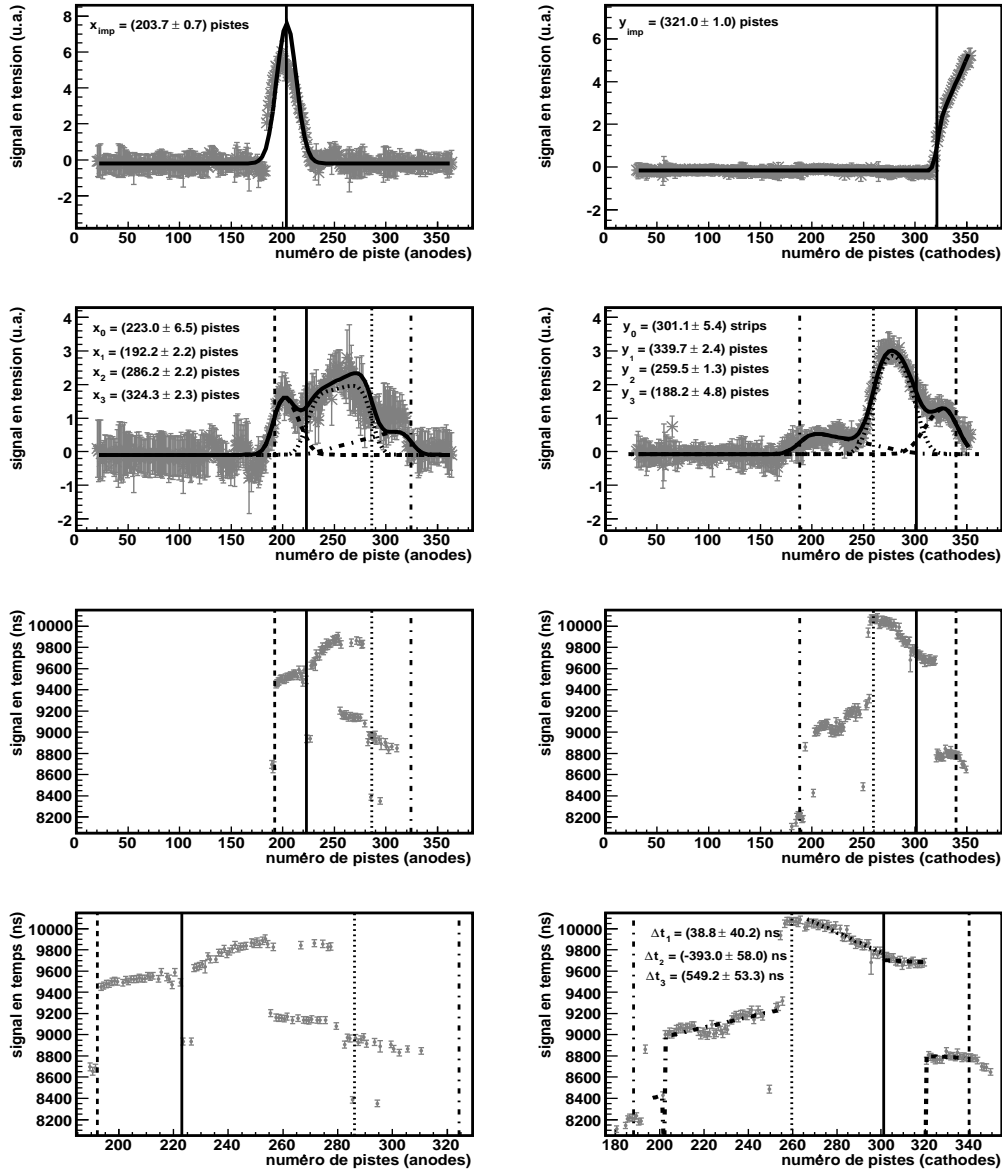


FIG. 5.35 – Exemple d'événement de décroissance β -3p de ^{43}Cr . La trace des trois protons émis est visible sur les deux spectres de décroissance (2^{ème} ligne). La courbe d'ajustement figure en trait plein. Les positions de départ sont indiquées par les lignes verticales en trait plein. Sont également représentées les positions d'arrêt de chaque proton et leur trace individuelle : en tirets pour le premier, en pointillés pour le second et en trait mixte pour le troisième. Sur les signaux temps, la structure des trois protons apparaît avec trois pentes bien définies sur les deux spectres. On conserve cependant les résultats du spectre cathodes car des problèmes de déclenchement semblent se produire sur l'autre dimension. La légende est la même que celle des spectres énergie.

L'analyse temporelle repose sur le spectre cathodes. En effet, la trace des trois protons y est identifiable. De part et d'autre de la position de départ apparaissent les signaux des premier et troisième protons. Ceux-ci partent vers le bas et on observe une continuité du spectre à la jonction des deux pentes. Le second proton déclenche à la fin de la trajectoire du premier, avec une cassure car celui-ci est allé vers le haut et déclenche les pistes en retard.

Aucun résultat n'a en revanche été retenu sur le spectre anodes. En effet, la pente relative à la trace du premier proton n'est pas identifiable, ce qui est dû à la faiblesse du signal. De plus, les traces du second et du troisième proton se recouvrent, donc seule celle du dernier proton est visible car c'est le seul des deux à se diriger vers le bas et donc à déclencher les pistes. Comme la trace est moins longue sur ce plan de détection, la pente est ainsi moins bien définie. C'est pourquoi seuls les résultats obtenus avec les cathodes sont retenus.

Reconstruction tridimensionnelle des événements

Je vais m'intéresser maintenant à la reconstruction spatiale de ces événements et à la procédure employée.

Tout d'abord, la trajectoire de chaque proton est paramétrisée dans l'espace à partir des coordonnées de la trajectoire déterminées grâce aux analyses des spectres énergie et des spectres temps. Il faut noter que le départ des trajectoires se situe arbitrairement à $z = 0$ car les valeurs temps mesurées sont des données relatives.

Ensuite, le long de la trajectoire de chaque proton, l'énergie déposée vaut la somme des énergies déposées suivant les anodes et les cathodes corrigées du fond et déterminées par l'analyse des spectres énergie. L'Éq.5.49 donne l'expression de l'énergie E en un point de coordonnées (x, y, z) en fonction des énergies E_{anodes} et $E_{cathodes}$ corrigées du fond.

$$E(x, y, z) = E_{anodes}(x) + E_{cathodes}(y) \quad (5.49)$$

Afin de prendre en compte la résolution spatiale du détecteur, l'énergie E en un point de la trajectoire est répartie suivant des rayons concentriques autour de ce point. La fonction de répartition utilisée est une gaussienne normalisée à 1 et d'écart-type la moyenne de ceux obtenus lors de l'analyse des événements de décroissance β -p de ^{52}Ni par un produit de convolution affine-gaussienne. Sa valeur est de 4,6 pistes, soit 1,8 mm. Les rayons sont définis quant à eux par pas de 0,5 mm. L'énergie déposée entre deux rayons successifs vaut l'énergie totale multipliée par la surface de la gaussienne entre ces deux rayons.

Prenons le second événement de décroissance β -3p comme exemple. La Fig.5.37 montre le résultat obtenu. Il faut cependant noter que les trajectoires complètes ne sont pas visibles. En effet, pour deux des trois protons, les parcours extrêmes calculés sont en accord avec les limites verticales de dérive de la TPC. Seul le troisième proton n'atteint pas ces limites et dépose alors toute son énergie dans la chambre. Le Tab.5.13 montre les intervalles de dérive pour chaque proton qui prennent en compte les incertitudes sur les valeurs temporelles déterminées par l'analyse des spectres temps. Ces valeurs sont en accord avec une dérive maximale de 3,15 cm vers le haut et de 3,95 cm vers le bas (voir Fig.5.23).

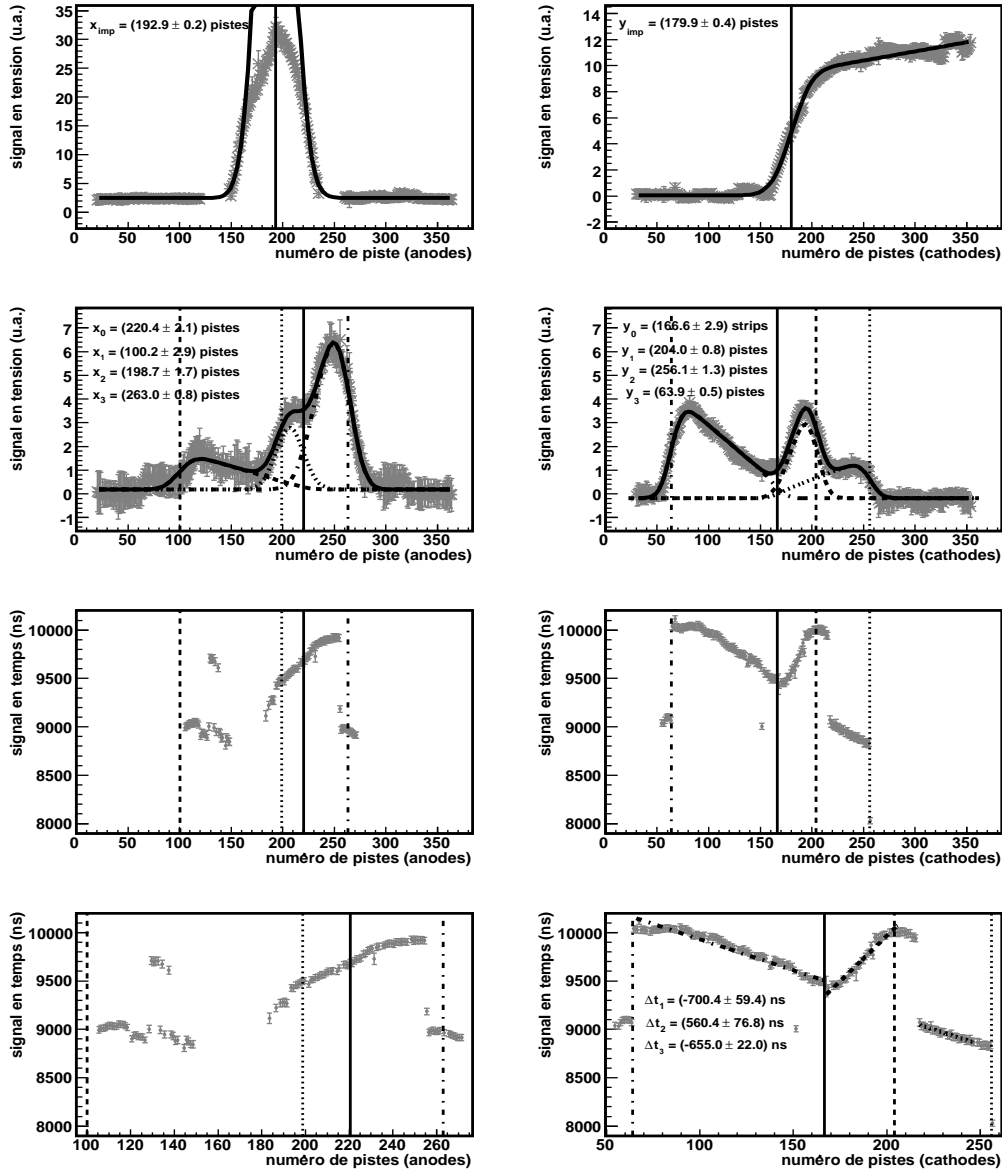


FIG. 5.36 – Second événement de décroissance β -3p observé pour ^{43}Cr . La légende est la même que pour la Fig.5.35. La trace des trois protons émis est visible sur les deux spectres de décroissance. Pour les spectres temps, l'analyse retenue est celle des cathodes où la trace de chaque particule est identifiable. Se reporter au texte pour plus d'informations.

Pour le premier événement, on peut tirer les mêmes conclusions pour le troisième proton qui atteint les limites de dérive. En revanche, le premier proton présente une dérive d'environ 0,2 cm vers le haut et le second une dérive d'environ 2,3 cm vers le bas. Ces valeurs sont certainement sous-estimées, en raison d'une pente mal définie pour le premier proton vu le faible nombre de pistes déclenchées. Pour le second, on est contraint d'utiliser la dimension où le parcours est le plus faible vu les problèmes de déclenchement sur les anodes, ce qui peut induire une sous-estimation du résultat.

	dérive minimale (cm)	dérive maximale (cm)
proton 1	-3,9	-3,3
proton 2	2,5	3,2
proton 3	-3,5	-3,2

TAB. 5.13 – *Dérives minimales et maximales exprimées en centimètres pour les protons émis lors du second événement de décroissance β - $3p$. Les valeurs négatives indiquent une dérive vers le bas. Les valeurs obtenues sont en accord avec les dérives maximales de 3,15 cm vers le haut et 3,95 cm vers le bas.*

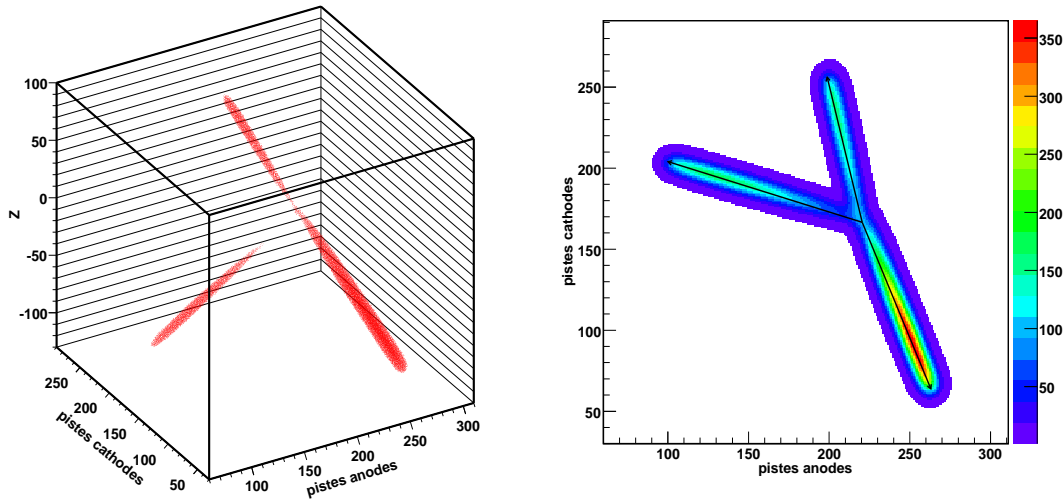


FIG. 5.37 – *À gauche figure la reconstruction spatiale du second événement de décroissance β - $3p$ obtenu. La trace des trois protons est aisément visible. À droite est représentée la projection de l'événement sur la matrice de détection. Le code de couleurs est relatif à l'énergie déposée le long des trajectoires. Le vertex des trois protons est bien visible au point de départ des trajectoires. Le proton parti vers la gauche suivant les anodes présente un dépôt d'énergie très faible en début de parcours. C'est pourquoi le début de sa trajectoire n'est pas visible sur la reconstruction tridimensionnelle.*

5.2.6 Conclusion

Dans ce travail, différents modes de décroissance ont pu être observés et étudiés pour le noyau ^{43}Cr avec tout d'abord la décroissance β -p déjà connue. De plus, pour la première fois, la détection individuelle des deux protons issus des désintégrations β -2p a été effectuée, prouvant irréfutablement ce processus d'émission pour ^{43}Cr . Les corrélations angulaires et énergétiques ont pu être étudiées.

Des chiffres concernant l'intensité relative de ces processus par rapport à l'émission totale de protons retardés peuvent être avancés, avec une intensité d'émission $I_p = (87, 1 \pm 2, 5) \%$ pour l'émission β -p et $I_{2p} = (12, 7 \pm 1, 0) \%$ pour l'émission β -2p.

Enfin, pour la première fois, nous avons pu mettre en évidence l'émission retardée de trois protons pour ^{43}Cr , phénomène assez rare puisqu'ayant une intensité de seulement $0, 14^{+0,19}_{-0,09} \%$ avec seulement deux événements observés.

5.3 Analyse du noyau ^{45}Fe

Dans cette partie, nous allons étudier le noyau ^{45}Fe . Tout d'abord, nous mesurerons sa durée de vie à partir des corrélations temporelles entre les événements de décroissance et les événements d'implantation des ions. Ensuite nous nous intéresserons à l'analyse des événements de décroissance, en commençant par déterminer l'énergie de ces événements. Puis nous analyserons les signaux de la TPC, à travers les spectres énergie et les spectres temps. Ceci permettra de déterminer le partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis ainsi que l'angle relatif d'émission grâce à la reconstruction spatiale de leurs trajectoires.

5.3.1 Mesure de la durée de vie de ^{45}Fe

Vérifions tout d'abord la durée de vie de ^{45}Fe . La Fig.5.38 montre le spectre temporel des événements de décroissance corrélés aux implantations de ^{45}Fe . Ceux-ci sont ajustés par une méthode de maximum de vraisemblance avec une exponentielle décroissante pour laquelle les deux premières millisecondes sont rejetées afin de minimiser les effets du temps mort. La valeur trouvée de $(3,0 \pm 1,0)$ ms est en accord avec celle d'une précédente expérience de $1,6^{+0,5}_{-0,3}$ ms [Dos05]. Ainsi, les événements de décroissance considérés proviennent bien de la désintégration de ^{45}Fe .

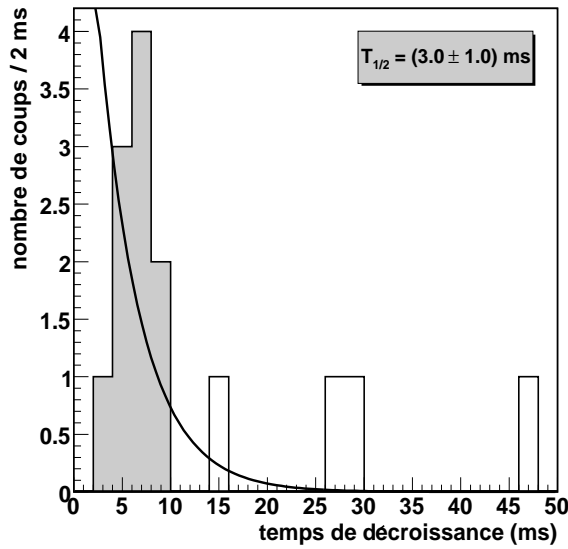


FIG. 5.38 – Mesure de la durée de vie de ^{45}Fe . Les 2 premières millisecondes sont rejetées de l'ajustement pour minimiser les effets du temps mort. L'histogramme grisé représente les événements de décroissance de ^{45}Fe ajustés par la courbe. Les événements en blanc correspondent aux décroissances de ^{43}Cr , noyau fils de ^{45}Fe . La durée de vie de ^{45}Fe est évaluée à $T_{1/2} = (3,0 \pm 1,0)$ ms.

5.3.2 Étalonnage en énergie des événements de décroissance de ^{45}Fe

Au paragraphe 4.4, nous avons vu la procédure d'étalonnage en énergie d'un événement observé dans la TPC. La Fig.5.39 montre l'étalonnage des événements de décroissance de ^{45}Fe . Est reportée l'énergie calibrée des événements grâce aux résultats d'étalonnages présentés paragraphe 4.4. Une énergie moyenne de $(1,06 \pm 0,08)$ MeV est calculée par un ajustement gaussien en mode maximum de vraisemblance avec la face haut du troisième GEM. Cette valeur est en accord aux incertitudes près avec celle de 1,154(6) MeV donnée par Dossat et al. [Dos05]. Le Tab.5.14 montre les énergies individuelles des dix événements de décroissance de ^{45}Fe .

n° d'événement	énergie (MeV)
1	0,87
2	1,44
3	0,65
4	1,23
5	1,25
6	0,64
7	1,09
8	1,18
9	1,13
10	1,16

TAB. 5.14 – Énergies individuelles d'étalonnage GEM des événements de décroissance de ^{45}Fe , exprimées en MeV. Ces énergies sont obtenues sur la face haut du troisième GEM.

Les événements n°1, 3 et 6 présentent des énergies plus faibles, inférieures à 1 MeV. Pour ces deux premiers événements, nous verrons qu'ils correspondent à des émissions retardées de protons, ce qui peut s'expliquer par le fait que ces protons de plus haute énergie sortent du volume actif et ne déposent qu'une faible partie de leur énergie. Les autres événements sont compatibles avec une émission 2-protons, mis à part l'événement n°2 qui présente une énergie supérieure à 1,4 MeV. Il faut cependant mentionner que la précision obtenue avec les étalonnages n'est pas suffisante pour déterminer la nature d'un événement par l'énergie déposée.

Afin de vérifier ces résultats, un deuxième étalonnage est effectué avec l'énergie totale de l'ensemble des pistes. L'exemple donné Fig.5.39 présente le résultat obtenu avec les anodes. À partir du résultat d'étalonnage présenté paragraphe 4.4, les événements de décroissance ^{45}Fe ont été étalonnés. Les événements sont davantage étalés que pour l'étalonnage avec le GEM. En éliminant le premier événement de décroissance dont l'énergie calibrée est négative, une énergie de $(1,02 \pm 0,13)$ MeV est calculée, ce qui est en accord avec les valeurs précédentes.

Malgré une résolution obtenue médiocre, et un seul point d'étalonnage utilisé (celui

de l'énergie moyenne d'émission de la source 3α), cette étude montre donc que l'ensemble des événements de décroissance observés sont a priori compatibles avec une émission 2-protons. De plus, cela confirme l'énergie totale de décroissance 2-protons mesurée par les précédentes expériences.

Nous allons maintenant procéder à l'analyse des spectres TPC de ces événements.

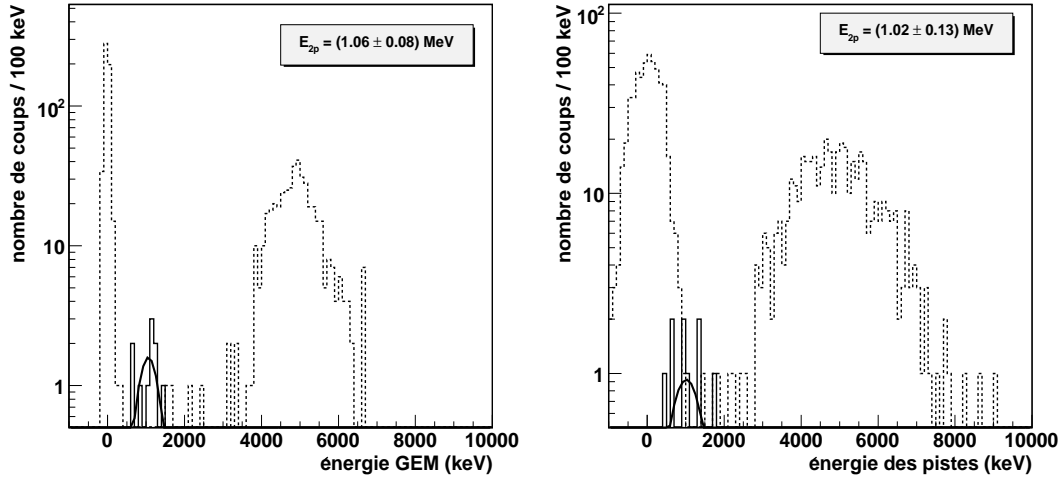


FIG. 5.39 – Étalonnage en énergie des événements de décroissance de ^{45}Fe . À gauche, figure l'étalonnage obtenu avec la face haut du troisième GEM. Sont directement reportées les énergies calibrées des différents événements. En tirets apparaissent les événements de décroissance de la source 3α . En trait plein est représenté l'histogramme des 10 événements de décroissance de ^{45}Fe . Ceux-ci sont ajustés par une gaussienne : l'énergie moyenne est de 1,06 MeV. À droite, la même analyse est effectuée avec l'énergie totale enregistrée par les anodes. Une énergie de 1,02 MeV est trouvée.

5.3.3 Traitement des spectres TPC

L'analyse des spectres repose sur l'ensemble des outils mis en place pour les analyses des spectres relatifs à ^{52}Ni et ^{43}Cr . Les signaux d'implantation sont ajustés par une gaussienne qui prend en compte la saturation des pistes centrales pour les anodes et par un produit de convolution affine-gaussienne pour les cathodes.

Les signaux énergie et temps de décroissance sont analysés par la méthode décrite au paragraphe 5.2.4. Les règles d'analyse des spectres temps employées, dérivées de celles de ^{43}Cr et prenant en compte que les trajectoires sont plus courtes, sont les suivantes :

- les spectres temps pour lesquels les deux protons partent chacun de part et d'autre de la position d'implantation sont privilégiés ;
- si les protons partent du même côté sur chaque dimension, pour un proton donné, on considère la dimension suivant laquelle le parcours projeté est le plus grand ;
- les cinq dernières pistes situées en fin de trajectoire de chaque proton ne sont pas prises en compte lors de l'ajustement pour minimiser les effets de bord de collection de

charges en fin de parcours.

Il est important de prendre en compte les différentes discontinuités observées sur les spectres temps. En effet, nous verrons au cours de l'analyse que les spectres temps conditionnent l'analyse des spectres énergie. C'est pour cela que chaque événement sera traité au cas par cas. La faible statistique observée, 10 événements de décroissance corrélés à des implantations de ^{45}Fe , permet ce genre de traitement.

5.3.4 Analyse individuelle des événements de décroissance de ^{45}Fe

Introduction

Pour les analyses qui suivent, nous verrons que l'interprétation de certains événements peut être ambiguë. Ainsi, il faut utiliser certaines grandeurs qui vont permettre de caractériser la qualité des ajustements effectués. Le premier paramètre est le χ^2 normalisé de l'ajustement. Nous verrons que les valeurs obtenues sont très faibles et bien inférieures à 1. Ceci vient du fait des fortes incertitudes présentes sur le signal des pistes qui entraînent une sous-estimation du χ^2 .

Nous sommes également amenés à effectuer un parallèle entre le traitement des spectres énergie et celui des spectres temps. Afin de prendre en compte les signaux temps, il a souvent été nécessaire de relâcher les positions de départ des deux protons. Avec l'analyse de ^{52}Ni , les corrélations entre positions de départ des radioactivités et positions d'implantation des ions ont pu être établies permettant de prévoir la position de départ attendue des deux protons. Nous allons définir une quantité qui permet d'estimer l'écart entre la position de départ déterminée par l'ajustement et celle attendue. Son expression est donnée Éq.5.50 où X_d^{ajus} est la position de départ ajustée, X_d^{th} est la position de départ attendue et σ est l'erreur commise sur la position de départ attendue. Les expressions de X_d^{th} et σ s'identifient respectivement à celles des Éq.5.32 et 5.33 au paragraphe 5.2.4. Les écarts sur chaque dimension seront ainsi donnés par la suite en nombre de σ .

$$N_\sigma = \frac{|X_d^{ajus} - X_d^{th}|}{\sigma} \quad (5.50)$$

Événement n°1

Deux cas de figure peuvent être envisagés pour interpréter cet événement : soit on a affaire à une désintégration β -p, soit c'est une désintégration 2-protons pour laquelle on ne distingue pas individuellement les deux traces.

La Fig.5.40 montre l'ensemble des spectres relatifs à cet événement avec les ajustements des spectres d'implantation et un ajustement β -p pour le spectre énergie de décroissance. Au vu des positions de départ calculées, la décroissance est bien corrélée spatialement à l'implantation avec un écart de 0,2 et 0,3 σ respectivement sur les anodes et sur les cathodes. Un χ^2 normalisé de 0,139 est obtenu. Vu le faible parcours projeté effectué sur les deux plans de détection, la particule semble partie verticalement à partir du point d'implantation de l'ion. Malheureusement, les spectres temps ne permettent pas

de remonter correctement à l'information temporelle car les pistes ont toutes déclenché quasi-simultanément, d'où l'absence d'analyse.

La Fig.5.41 montre le même événement en supposant une désintégration 2-protons de ^{45}Fe . Pour l'ajustement des décroissances, les positions de départ dans la fonction d'ajustement doivent rester fixes afin d'assurer la convergence, fixées aux valeurs définies par l'Éq.5.32. Un χ^2 normalisé de 0,157 est obtenu, ce qui est moins bon que pour l'analyse β -p. Comme les spectres temps ne présentent pas de structure particulière, il est impossible de trancher sur le type d'émission de cet événement.

Événement n°2

La Fig.5.42 montre le deuxième événement de décroissance obtenu. Le spectre énergie de décroissance des anodes montre clairement la trace laissée par deux protons. Sur les cathodes, la forme du spectre laisse entrevoir également, mais de manière moins évidente, la trace des deux particules. L'ajustement du spectre est réalisé avec la fonction à deux particules de l'Éq.5.28 afin de déterminer les positions d'arrêt de chaque proton. Un premier ajustement a été réalisé avec les positions de départ fixées par l'Éq.5.32. Un χ^2 normalisé de 0,176 est obtenu. Puis elles ont été relâchées, afin d'améliorer la qualité de l'ajustement. Le χ^2 normalisé obtenu de 0,148 confirme cette amélioration. On obtient un écart en nombre de σ de 1,3 et 2,3 respectivement sur les anodes et sur les cathodes.

Intéressons-nous maintenant aux spectres temps. Le spectre anodes ne présente aucune cassure sauf en début et fin de spectre, ce qui peut être expliqué par la faiblesse du signal collecté engendrant des discontinuités dans le spectre comme observé par la suite avec d'autres événements. Cela signifie qu'on observe seulement le signal temps du second proton, qui est parti vers le bas puisque la pente du spectre est orientée vers le haut. Cette conclusion est corroborée par l'étude du spectre temps des cathodes où on observe deux cassures en fin de spectre inhérentes à des problèmes de déclenchement. Seule la trace du deuxième proton est visible. Le spectre anodes, où la trajectoire projetée est la plus longue, est retenue pour l'analyse temporelle. La trace du premier proton étant invisible et la projection de sa trajectoire sur le plan de détection étant plus courte, la trajectoire de celui-ci doit être orientée vers le haut et ne peut être reconstruite.

Événement n°3

La Fig.5.43 montre l'analyse 2-protons du troisième événement de décroissance. Les deux protons sont visibles sur les deux plans de détection. Lors de l'ajustement, les positions de départ ont été relâchées. Cependant, elles sont assez éloignées des positions d'implantation, avec un écart de 3,2 σ sur les anodes et de 3,9 σ sur les cathodes. Ces valeurs sont particulièrement élevées. Or relâcher les positions de départ est nécessaire à l'obtention d'un ajustement correct. Le χ^2 obtenu est de 0,093. Les spectres temps quant à eux sont difficiles à interpréter. Le spectre anodes présente des problèmes de déclenchement. Pour le premier proton, seule une vingtaine de pistes a déclenché; il en est de même pour le deuxième. Le spectre cathodes, malgré des problèmes similaires montre des traces plus facilement identifiables, c'est donc uniquement celui-ci qui sera

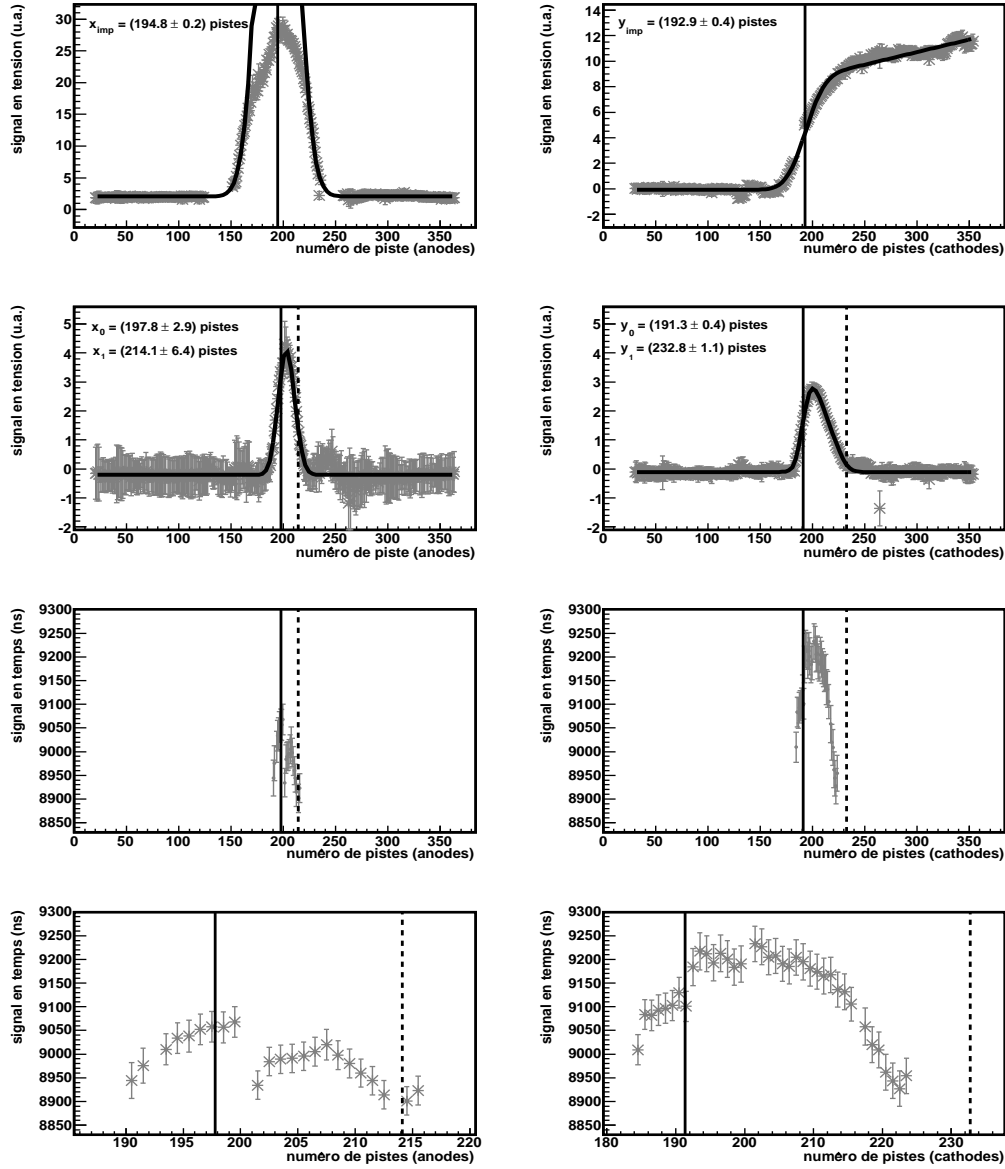


FIG. 5.40 – Analyse β -p du premier événement de décroissance de ^{45}Fe . La première ligne représente l'ajustement des spectres d'implantation. Les positions d'implantation sont figurées par un trait vertical. Sur la deuxième ligne, est représenté l'ajustement du signal de décroissance. Un seul proton retardé émis a été considéré. Les positions de départ sont figurées par un trait plein vertical et les positions d'arrêt par une ligne en tirets. La troisième ligne montre les spectres temps avec un zoom sur les pistes déclenchées sur la dernière ligne. Les pistes déclenchant quasi-simultanément, aucune information fiable ne peut être tirée. Figurent également les positions de départ et d'arrêt du proton.

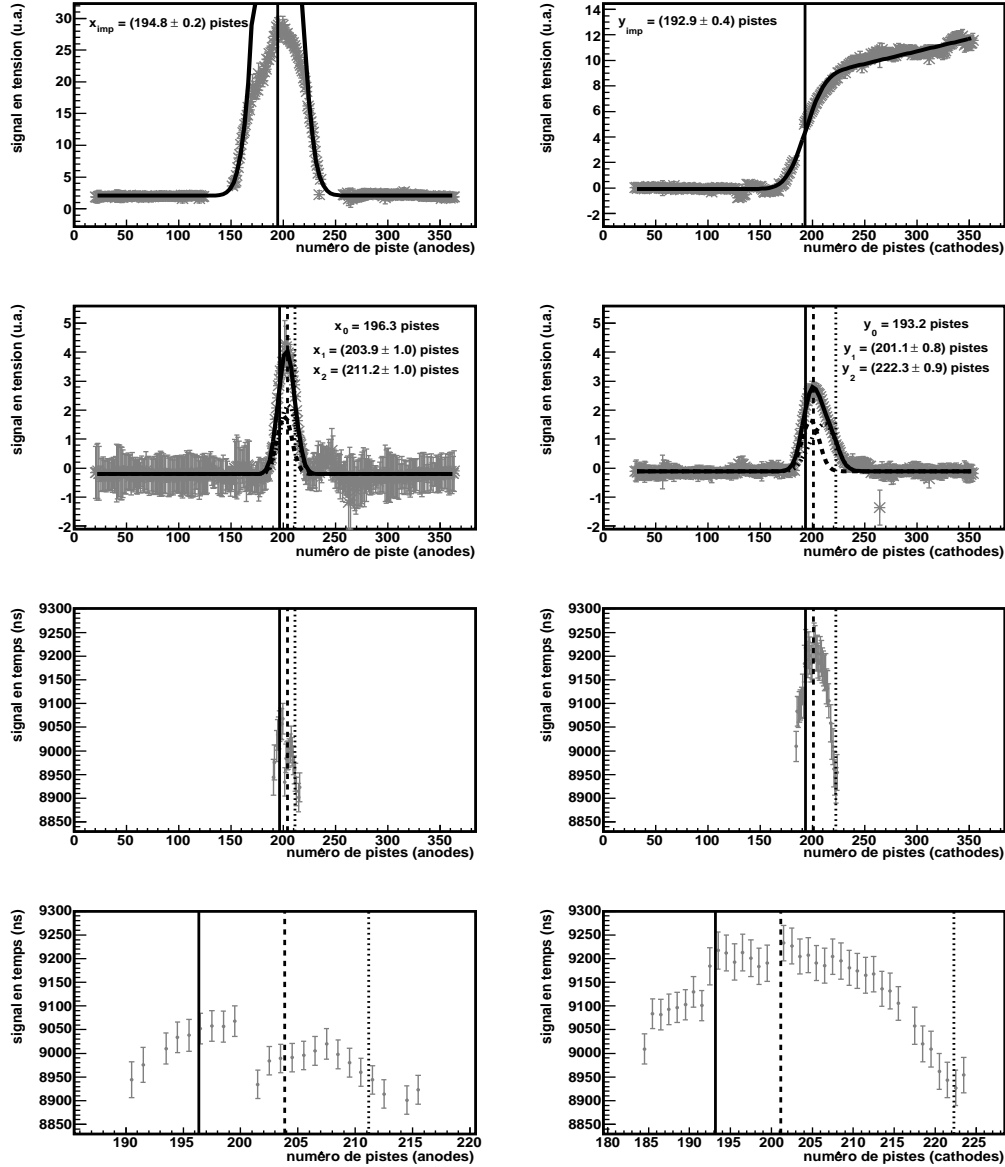


FIG. 5.41 – Représentation de l'événement de la Fig.5.40 en considérant une émission 2-protons pour le spectre de décroissance. Sur le spectre énergie de décroissance, la courbe en trait plein représente le résultat de l'ajustement avec la décomposition individuelle pour chaque proton figurant en tirets pour le premier et en pointillés pour le deuxième. Les positions de départ, figurant par les traits pleins verticaux, sont fixées pour permettre la convergence. Les positions d'arrêt sont représentées par les lignes verticales en tirets et en pointillés. Les spectres temps ne permettent pas de conclure sur la véracité de ce type d'émission.

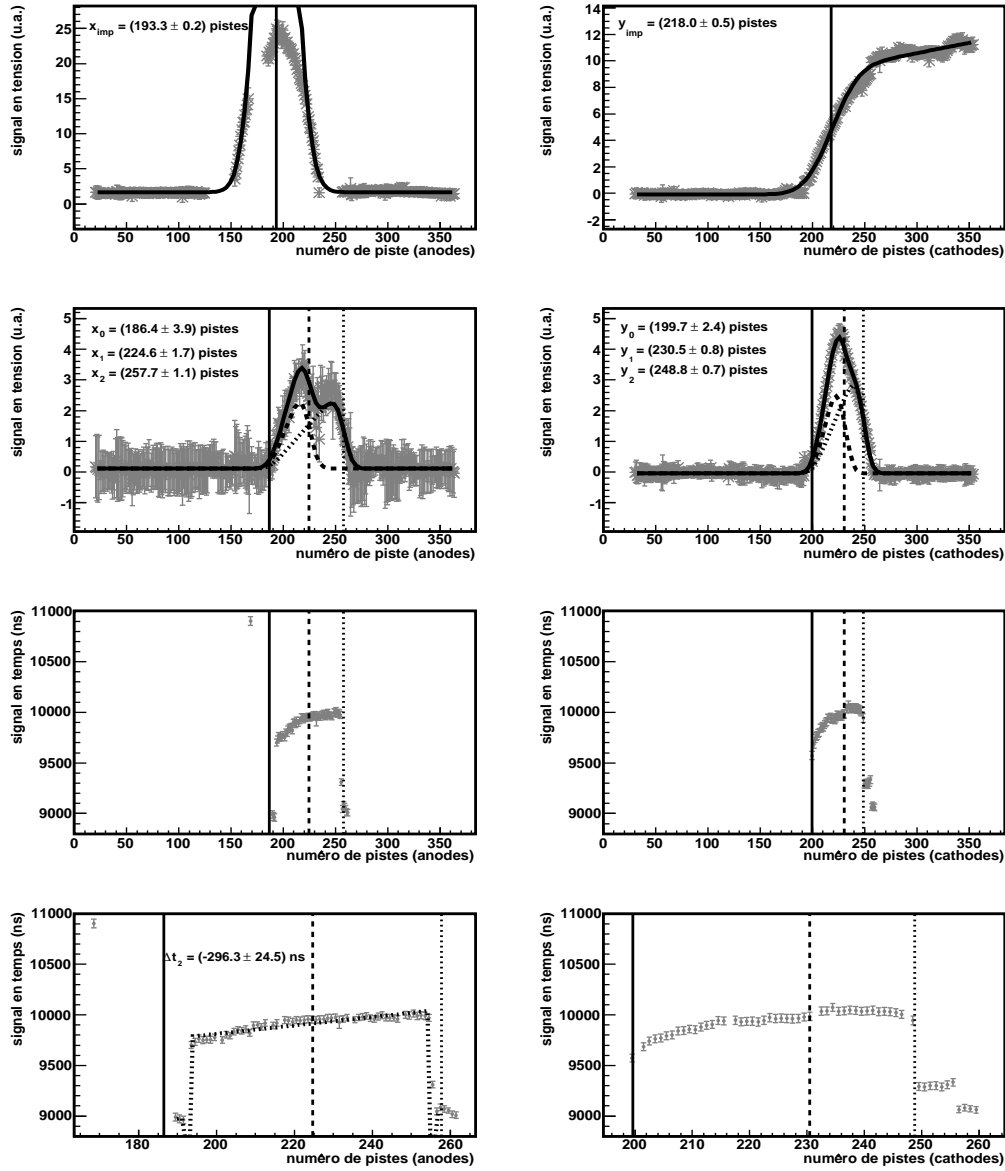


FIG. 5.42 – Analyse complète du deuxième événement de décroissance 2-protons de ^{45}Fe . La signification des spectres est la même que celle de la Fig. 5.41. Les spectres énergie de décroissance montrent les traces de chaque proton pour lesquelles les positions d'arrêt sont déterminées. Sur le spectre temps, seule la trace du deuxième proton est visible. Celui-ci est parti vers le bas, d'où un intervalle de temps Δt_2 négatif.

considéré pour les calculs. Les incertitudes relatives sont de l'ordre de 25 % en raison de l'incertitude sur les pentes des droites due au faible nombre de points du spectre et au nombre important de cassures.

Le spectre énergie anodes présente cependant une structure particulière. En effet, si on considère la trace du premier proton, une structure à deux bosses apparaît. C'est notamment celle située autour de la piste n°190 qui déclenche les temps sur cette partie du spectre. On peut ainsi se demander si ces deux bosses ne correspondent pas à deux particules. On aurait ainsi affaire à une émission retardée β -3p. La Fig.5.44 montre le résultat obtenu en considérant ce type d'émission. Les positions de départ sont libres sur les deux dimensions. Sur le spectre anodes, les traces de chaque particule sont bien visibles et la position de départ est situé à $0,5 \sigma$ de celle calculée par l'Éq.5.32. Sur le spectre cathodes, elle est située à $3,1 \sigma$. Ces valeurs sont plus acceptables que celles obtenues avec l'ajustement à deux particules, surtout pour le spectre anodes. De plus, le χ^2 normalisé passe de 0,093 à 0,036, d'où un meilleur ajustement avec l'analyse β -3p.

L'analyse des spectres temps repose d'abord sur l'analyse du spectre cathodes où le second proton déclenche. Celui-ci présente une valeur temps positive et est ainsi parti vers le haut. Le troisième proton présente sur ce même spectre une pente positive; il est donc parti vers le bas. On utilisera cependant le spectre anodes où la trajectoire projetée est la plus grande. La valeur fortement négative montre que ce proton atteint les limites de dérive. Ce même spectre fournit la valeur temps pour le premier proton, malgré la forte incertitude présente sur le résultat. Celle-ci est compatible avec une trajectoire horizontale. Sur les cathodes, il est parti du même côté que le troisième proton, son spectre temps n'est donc pas visible sur ce plan de pistes.

Les fortes incertitudes présentes sur l'ensemble des valeurs, essentiellement dues à des problèmes de déclenchement des pistes, limitent les conclusions quant au type d'émission pour cet événement.

Événement n°4

La Fig.5.45 montre le quatrième événement de décroissance obtenu. La trace des deux protons est visible sans ambiguïté sur le spectre des anodes et celui des cathodes. Considérons le spectre énergie des anodes. L'implantation étant située à $x_0 = 191,6$, les deux protons semblent partis de part et d'autre de cette position. Le spectre temps anodes confirme cela : en effet, deux composantes bien distinctes sont visibles. Pour le spectre énergie des cathodes, un proton semble être parti bien à gauche du point d'implantation tandis que l'autre semble n'avoir déclenché que quelques pistes. Il faut donc considérer le spectre temps correspondant afin de contraindre la direction empruntée par les protons sur ce plan de détection. Le spectre temps présente aussi deux composantes, qui permettent de conclure que le proton ayant eu un parcours plus faible suivant les cathodes correspond à celui étant parti à gauche du point d'implantation sur les anodes.

Afin de prendre en compte ces observations, l'ajustement a été réalisé en relâchant les positions d'implantation sur les deux spectres. Pour le spectre anodes, celle-ci ne prenant pas une valeur réaliste (aux alentours de 220, ce qui représente un écart de $4,1 \sigma$) par rapport à la déviation standard, elle a finalement été fixée à $2,5 \sigma$ de la position calculée

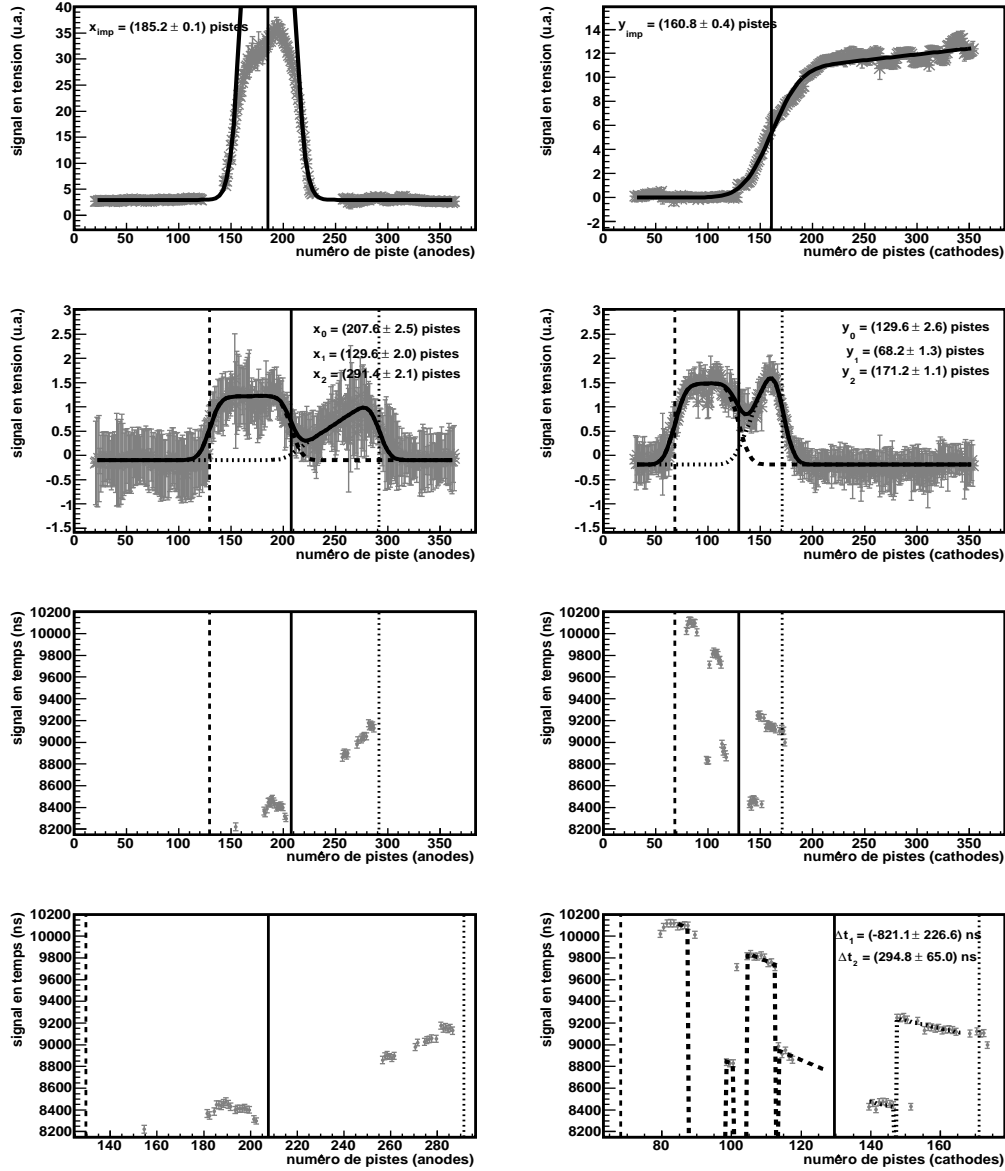


FIG. 5.43 – Analyse du troisième événement de décroissance. Une émission 2-protons est considérée. Les deux particules sont bien visibles sur les spectres énergie des deux plans de pistes. En revanche, les spectres temps obtenus ne sont pas propres et présentent un nombre important de discontinuités. De plus, peu de pistes ont déclenché, ceci étant dû en partie à la faiblesse du signal énergie. Seule l'analyse sur le plan des cathodes est retenue, avec des incertitudes importantes.

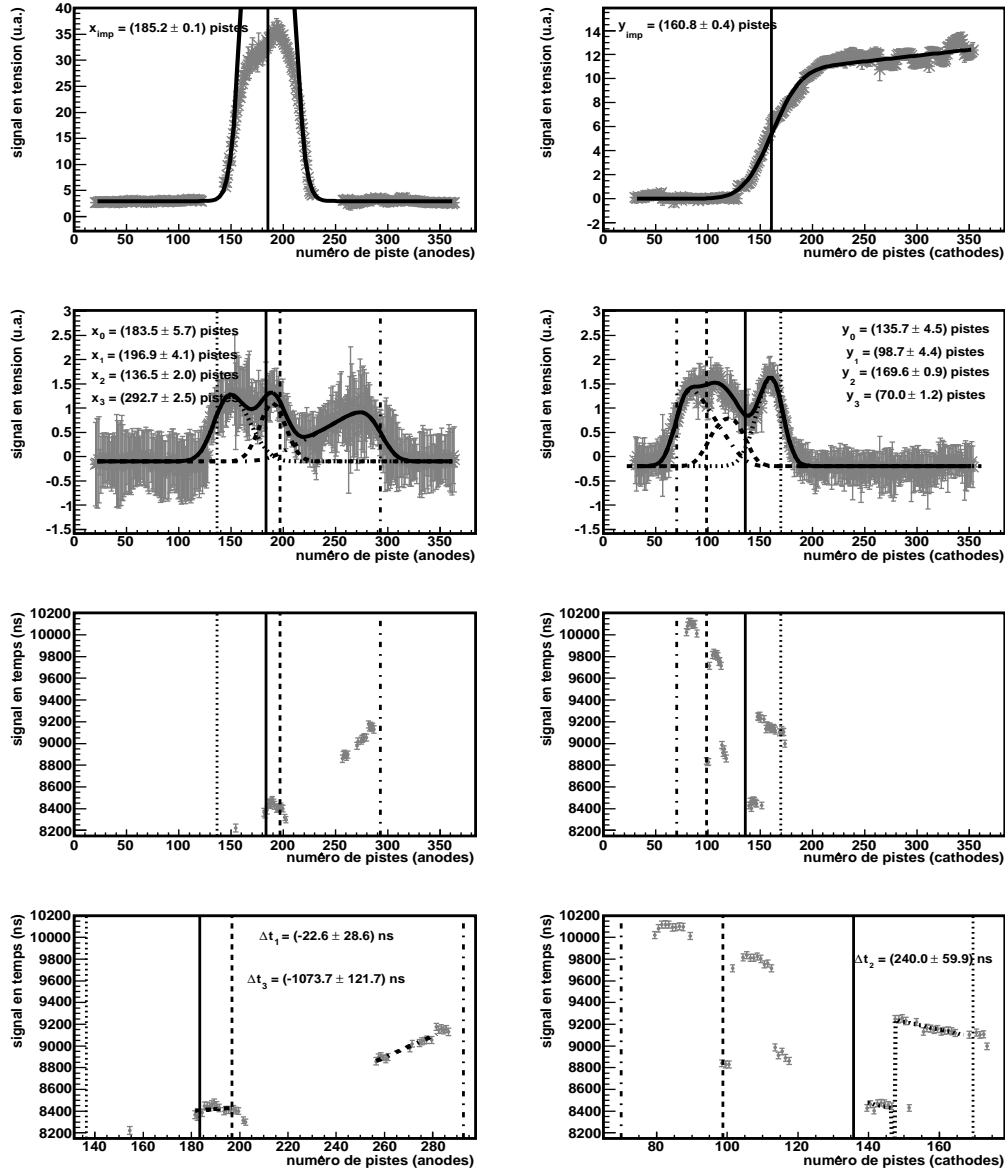


FIG. 5.44 – Analyse de l'événement de la Fig. 5.43 en considérant une émission β -3p. La trace des trois protons est visible sur le spectre énergie anodes. Les positions d'arrêt de chaque proton sont indiquées sur les spectres, ainsi que la décomposition de la fonction globale. En tirets figurent les courbes relatives au premier proton, en pointillés celles au second et en trait mixte celles au troisième. L'étude des spectres temps donne la dérive de chaque particule.

par l'Éq.5.32, soit 209,5. La position de départ sur le spectre cathodes est quant à elle située à $0,3\sigma$, ce qui est correct. En conclusion, l'ajustement montre bien que les protons sont partis de part et d'autre du point d'implantation sur le spectre anodes. En revanche, sur le spectre cathodes, le premier proton est parti soit parallèlement aux pistes, soit verticalement, alors que le second a un parcours bien défini d'environ 35 pistes.

Exploitions maintenant les spectres temps, en commençant par le spectre anodes. Le résultat montre que le premier proton est parti vers le haut malgré la forte incertitude sur la valeur temps. Le second proton est quant à lui dirigé vers le bas. Cependant, on devrait observer une continuité du spectre au niveau de la position de départ des protons, comme sur le schéma de droite de la Fig.5.30 car la distribution de charge est continue le long des trajectoires. La raison de ce phénomène n'a pas été trouvée, à moins d'invoquer la faiblesse des signaux engendrant des problèmes de déclenchement.

L'analyse du spectre cathodes est davantage problématique. En effet, si on tient compte de la position de départ à $y_0 = 127,1$, le deuxième proton étant parti vers le bas, il doit déclencher en premier les pistes. Or la trace temps de celui-ci ne va pas au-delà de la 110^{ème} piste. Ceci peut être expliqué par le fait que le signal de ce proton est trop faible au début de sa trajectoire, ce qui n'a pas permis de déclencher les pistes. Ainsi, la trace temps du premier proton est visible de part et d'autre de la position de départ sur une trentaine de pistes, soit la largeur de la distribution spatiale du signal électronique. On ne conservera donc que les résultats du spectre anodes.

Événement n°5

Comme le premier cas présenté, cet événement peut être interprété de deux manières différentes : on a affaire soit à une désintégration β -p, soit à une désintégration 2-protons. La Fig.5.46 montre l'analyse du spectre en considérant une émission 2-protons. Le spectre anodes présente les traces des deux protons, dont le deuxième a une trajectoire un peu plus longue que le premier. On voit parallèlement sur la structure du spectre temps une cassure, qui ne peut être attribuée à une cassure systématique, à l'endroit où seule la trace du deuxième proton devient visible, celui-ci ayant déclenché les pistes en question après le premier. Ceci motive donc le type d'analyse effectué. Tous les paramètres d'ajustement des spectres énergie sont libres. Les positions de départ déterminées sont cohérentes avec les positions d'implantation, respectivement à $1,4$ et $0,6\sigma$ des positions calculées par l'Éq.5.32. Sur le spectre énergie des cathodes, les deux traces sont confondues. Le χ^2 normalisé obtenu est de 0,131.

L'information temporelle peut être tirée pour chaque proton à partir du spectre anodes où les deux traces sont visibles. Un premier proton est parti vers le bas et le deuxième a une trajectoire dirigée vers le haut. En revanche, l'incertitude sur la dernière valeur est particulièrement élevée en raison du faible nombre de points de l'ajustement. Le spectre cathodes quant à lui donne uniquement une mesure temporelle pour le premier proton qui part vers le bas et déclenche donc les pistes. En effet, les cassures observées correspondent à des cassures caractéristiques observées avec l'analyse des événements de ^{52}Ni . La valeur temporelle retenue pour le premier proton est celle des cathodes où le parcours est plus élevé.

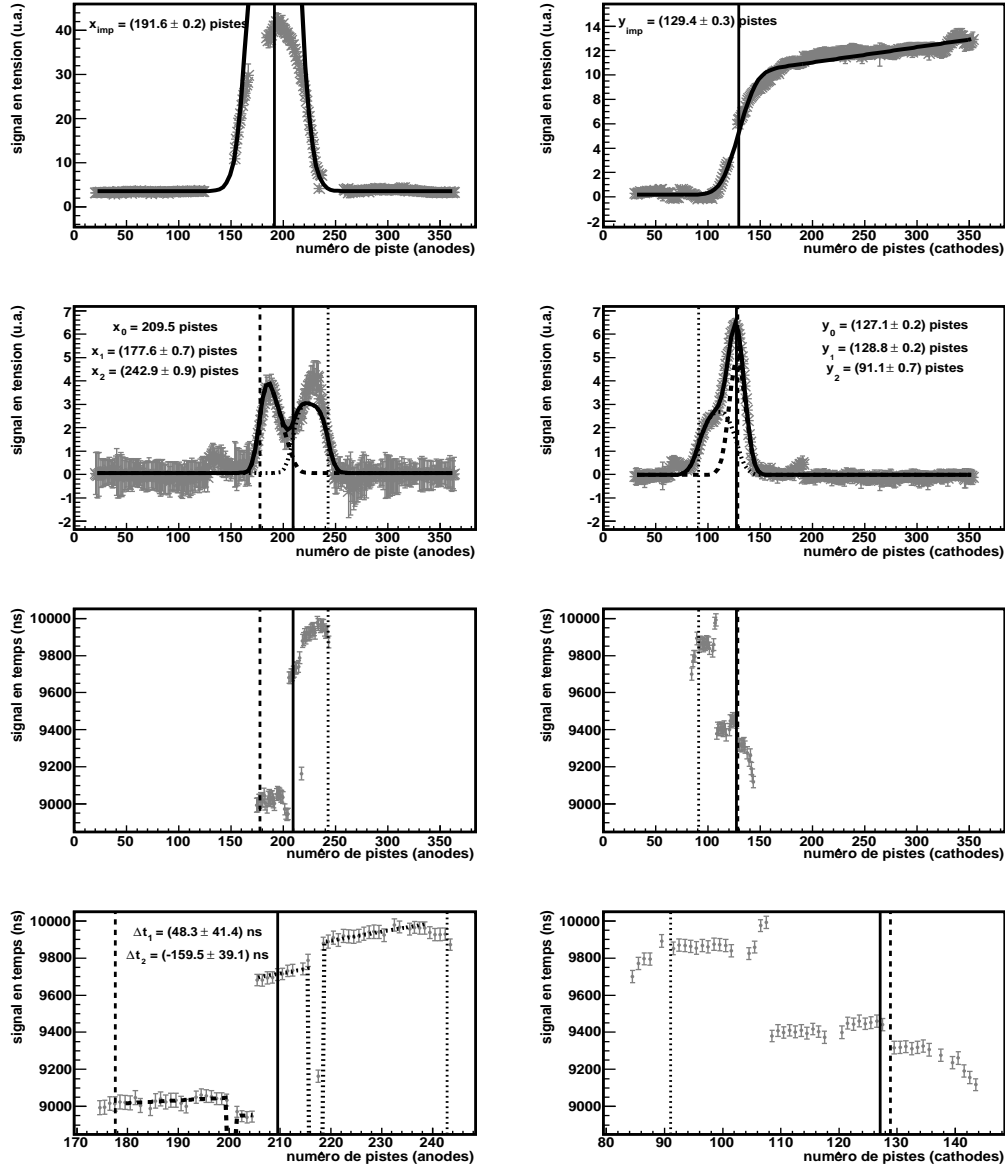


FIG. 5.45 – Quatrième exemple d'un événement de décroissance d'un ion ^{45}Fe . Les spectres énergie de décroissance montrent clairement la trace laissée par les deux protons. La prise en compte des spectres temps permet de déterminer sans ambiguïté la partie du signal relative à chaque proton. L'information temporelle retenue est tirée du spectre anodes. Pour plus de détails, se reporter au texte.

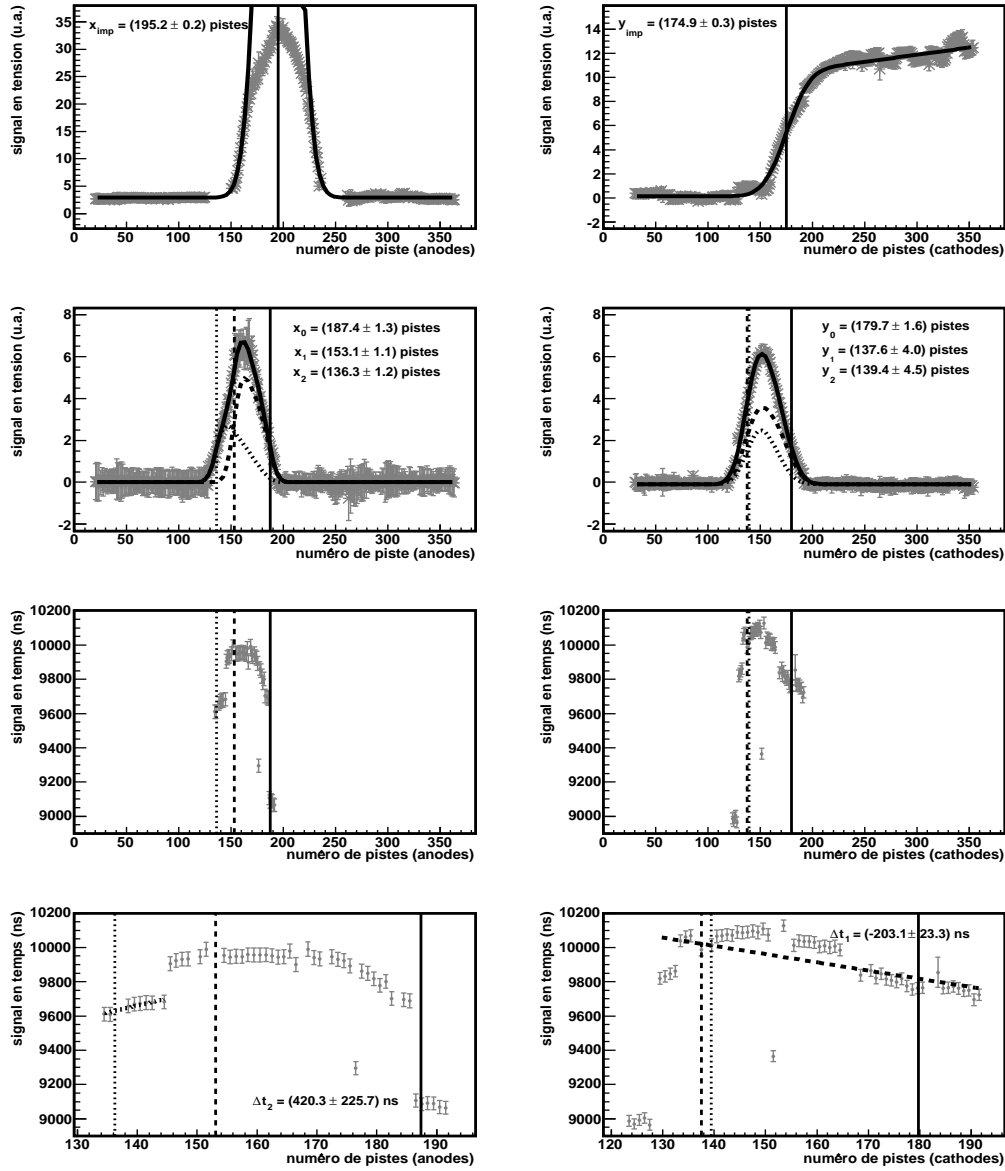


FIG. 5.46 – Analyse du cinquième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. La trace des deux particules n'est pas aisément visible. Seule la cassure piste n°145 dans le spectre temps anodes laisse ici envisager ce type de radioactivité. Un des protons part vers le bas avec une valeur temps négative calculée sur les cathodes où sa trajectoire est la plus longue. La trace temps du second proton, qui part vers le haut, n'est visible que sur le spectre anodes avec une forte incertitude sur la valeur calculée due au faible nombre de points de l'ajustement.

Cependant une critique peut être émise. Il est souvent observé des cassures sur les spectres en début et en fin de trajectoire, comme c'est le cas au niveau de la position de départ des protons sur le spectre anodes. On ne peut donc exclure que la cassure attribuée à la trace du deuxième proton lui appartienne vraiment. Les pistes concernées présentent alors une pente différente à cause de la faiblesse du signal électronique collecté. Dans ce cas, l'émission d'un proton retardé peut être envisagée. La Fig.5.47 montre l'analyse de cet événement en considérant ce type d'émission. Le χ^2 normalisé obtenu est de 0,186, ce qui montre que l'ajustement réalisé est de moins bonne qualité que celui considérant l'émission de deux protons. Les positions de départ déterminées sur les anodes et sur les cathodes sont quant à elles respectivement à 1,9 et 0,3 σ des positions calculées par l'Éq.5.32. L'information temporelle est déduite du spectre cathodes où la trajectoire est la plus grande, le proton retardé ayant été émis vers le bas dans le volume actif.

L'interprétation de cet événement reste donc ambiguë et il est difficile de trancher quant au processus d'émission.

Événement n°6

La Fig.5.48 montre le résultat obtenu pour une analyse 2-protons du sixième événement de décroissance de ^{45}Fe . Les spectres énergie ne montrent pas avant analyse l'émission de deux particules. Cependant, si on tient compte du spectre temps des cathodes, on observe une cassure au milieu du spectre qui n'est pas expliquée par une cassure systématique observée lors de l'analyse des événements β -p de ^{52}Ni . Ceci motive donc une analyse 2-protons. Après analyse, l'ajustement permet d'obtenir la trace des deux particules. La position de départ est relâchée sur le spectre anodes, et se situe à 0,8 σ de la position théorique. En revanche, il est nécessaire de fixer la position de départ sur le spectre cathodes afin d'assurer la convergence de l'ajustement. Elle a été arbitrairement fixée à l'endroit de la cassure du spectre temps correspondant, ce qui correspond à un nombre de σ de 1,9.

L'analyse des spectres temps n'est possible que sur les cathodes. En effet, le spectre anodes ne présente aucune structure particulière et il est donc impossible d'en tirer une quelconque information. Ainsi deux pentes de direction opposée ont pu être calculées avec les valeurs temps correspondantes. Cependant, les incertitudes sont de l'ordre de 60 % pour le premier proton et de 32 % pour le second. Il faut également préciser que la cassure observée a la même origine que celle du spectre anodes du quatrième événement, alors qu'on devrait observer une continuité.

Événement n°7

La Fig.5.49 présente l'analyse du septième événement de décroissance de ^{45}Fe . La trace des deux protons est aisément visible sur le spectre énergie anodes. Ainsi, une analyse 2-protons est employée, qui nous donne le parcours sur chaque plan de pistes. Les positions de départ sont libres et tout à fait en accord avec celles d'implantation de l'ion, respectivement à 0,4 et 0,2 σ des valeurs attendues sur les anodes et sur les cathodes. On remarque que les traces sont entièrement confondues sur le spectre de décroissance des cathodes avec des positions d'arrêt identiques pour les deux protons.

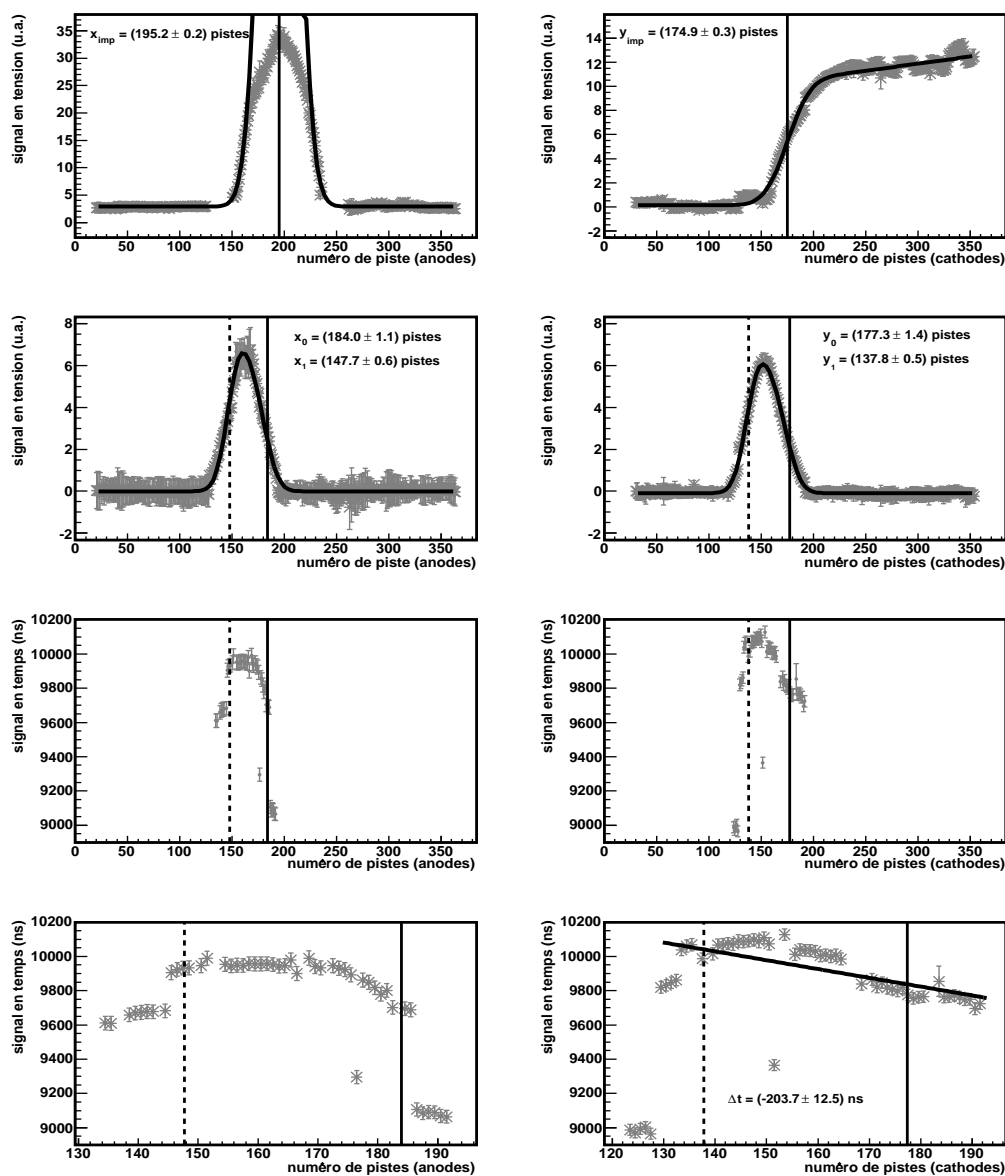


FIG. 5.47 – Analyse de l'événement de la Fig. 5.46 en considérant l'émission d'un proton retardé. Sur les spectres de décroissance, les lignes verticales en trait plein représentent les positions de départ et celles en tirets celles d'arrêt. L'information temporelle calculée montre que le proton se dirige vers le bas.

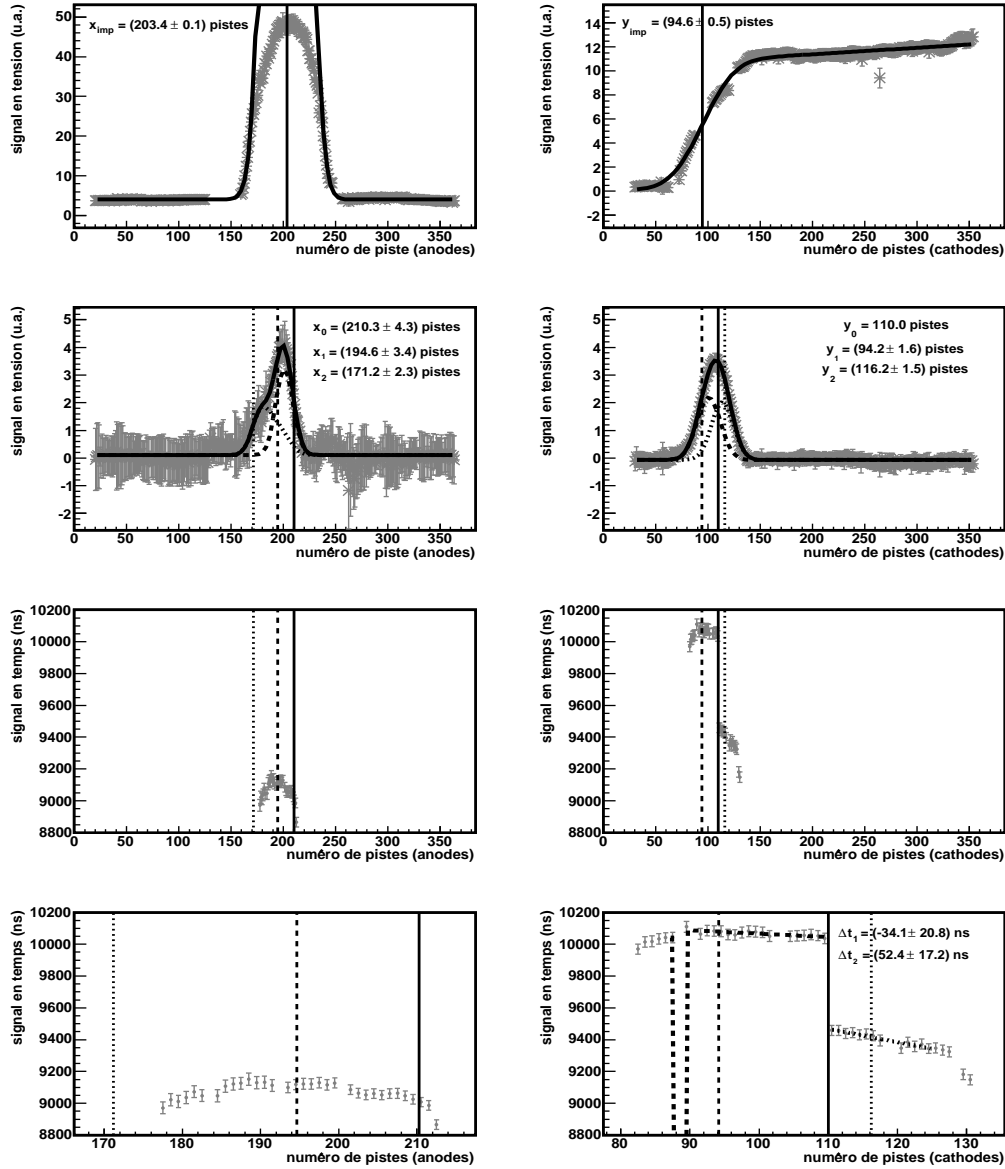


FIG. 5.48 – Analyse du sixième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. Celle-ci est justifiée par le fait qu'une cassure non systématique apparaît dans le spectre temps cathodes, la trace des deux protons n'étant pas particulièrement visible sur les spectres énergie avant analyse. Ainsi, le parcours des deux protons est obtenu en contraignant la position de départ des particules à celle de la cassure sur le spectre cathodes. L'analyse temporelle n'est possible que sur le spectre cathodes, les anodes ayant déclenché quasi-simultanément.

Parallèlement à la structure du spectre énergie de décroissance des anodes, une structure apparaît sur le spectre temps correspondant, avec une cassure au niveau de la position de départ des protons et deux pentes bien distinctes. Celle-ci correspond au phénomène observé pour les quatrième et sixième événements. Ceci permet de tirer l'information temporelle relative à chaque particule. En revanche, le spectre temps cathodes n'est pas utilisé. Même si celui-ci doit présenter le signal relatif au premier proton qui est allé vers le bas, aucune pente distincte n'apparaît si ce n'est en début de spectre. Ensuite l'ensemble des pistes a déclenché simultanément. L'analyse de ce spectre n'a donc pas été effectuée car il est impossible de discriminer quelle partie du spectre est correcte ou non.

Événement n°8

La Fig.5.50 montre l'analyse 2-protons du huitième événement de décroissance. La trace individuelle des protons n'est visible que sur le spectre anodes. L'ensemble des paramètres est libre pour réaliser l'ajustement. Le départ des particules se situe à $2,1\sigma$ des positions attendues sur les anodes et à $0,5\sigma$ sur les cathodes. Ceci est en bon accord avec la position d'implantation sur le spectre cathodes. On reste également dans l'intervalle d'implantation sur le plan des anodes.

Les spectres temps ne montrent pas de structure particulière. Sur les anodes, deux cassures sont observées. La première est attribuée à un problème de déclenchement et la seconde est une cassure systématique. Il en est de même pour celles observées sur le spectre temps cathodes. Ceci signifie donc qu'on observe uniquement la trace d'un seul proton. En effet, elle correspond au second proton, qui présente le parcours le plus long sur chaque dimension. On retiendra la valeur temporelle obtenue sur le spectre anodes où le parcours est supérieur et donc la précision plus grande, comme cela a été fait de manière systématique lors de l'analyse de ^{52}Ni . Le signe négatif du résultat indique que ce proton est parti vers le bas et il déclenche donc l'ensemble des pistes. On en déduit que le premier proton a suivi une trajectoire orientée davantage vers le haut respectivement au volume actif de la chambre. Celle-ci ne peut donc pas être reconstruite en trois dimensions.

Événement n°9

La Fig.5.51 montre l'analyse de l'émission 2-protons du neuvième événement de décroissance de ^{45}Fe . Pour cet ajustement, tous les paramètres sont libres. Les positions de départ sont en accord avec les positions d'implantation, avec un écart de $0,5\sigma$ avec les positions attendues sur les deux dimensions. Considérons les spectres temps, et d'abord celui des anodes. Une cassure principale apparaît dans le spectre. Or ceci est en désaccord avec le spectre énergie correspondant. En effet, la position de départ située à 203,3 indique que le premier proton, arrêté en 232,2 avec le plus long parcours, a déclenché en premier car ayant les valeurs temps les plus élevées. Ainsi, la première partie du spectre temps doit être également attribuée à ce proton et ceci indique que la cassure est due à un problème de déclenchement due à la faiblesse du signal en début de spectre. Sur les cathodes, deux pentes peuvent être distinguées, toutes deux indiquant que les protons se sont dirigés vers le bas. On voit que le deuxième proton n'a déclenché les pistes qu'en deçà de la piste 245. Cela correspond à la partie la plus élevée de son signal énergie, avec un décrochage en fin

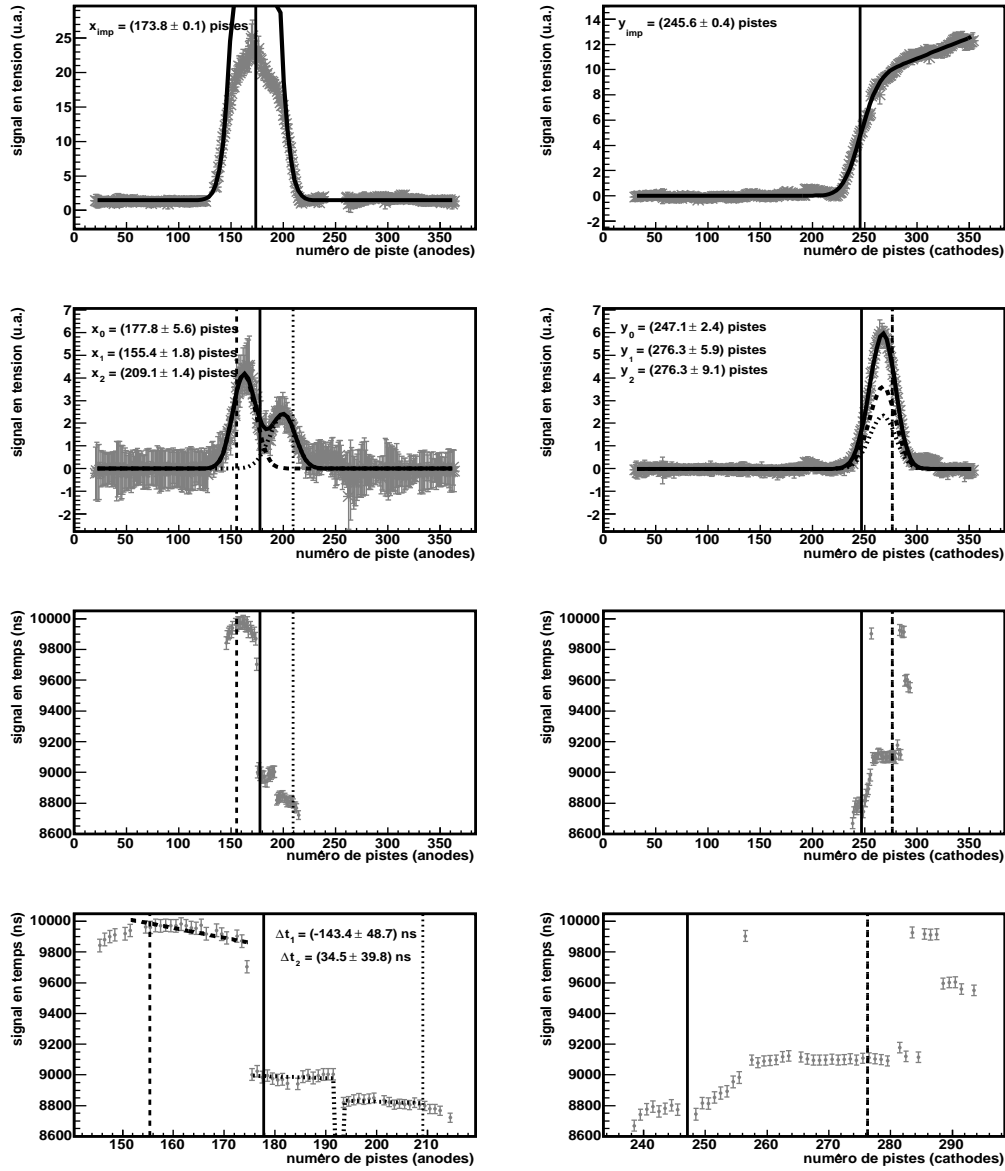


FIG. 5.49 – Analyse du septième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. L'analyse du spectre de décroissance montre les traces suivies par les deux particules, celles-ci étant confondues sur le spectre cathodes. Les positions de départ sont en accord aux incertitudes près à celles d'implantation. L'analyse temporelle est réalisée sur le spectre anodes où une structure propre à chaque proton apparaît.

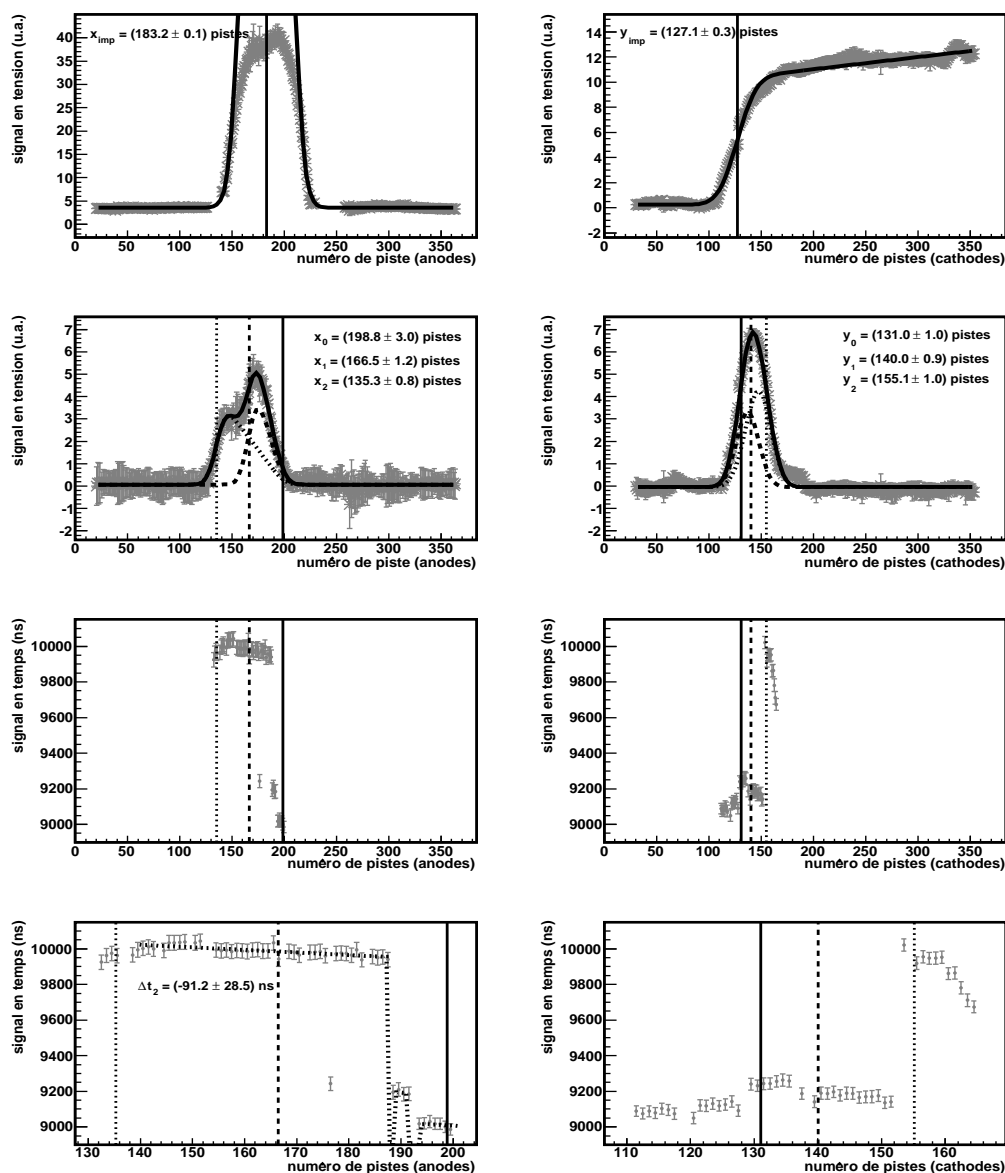


FIG. 5.50 – Analyse du huitième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. L'analyse du spectre énergie de décroissance montre les deux particules émises. Sur les spectres temps, seule la trace du second proton, au parcours le plus long sur les deux plans de pistes, est visible.

de parcours comme sur le spectre temps anodes. Ainsi, seule l'information temporelle du spectre cathodes est retenue, où les pentes sont visibles grâce à des parcours plus élevés.

Événement n°10

La Fig.5.52 représente l'analyse du dernier événement de décroissance de ^{45}Fe . L'ajustement des spectres énergie montre la trace laissée par les deux protons sur les deux plans de pistes. L'ensemble des paramètres sont libres. La position de départ est à $0,9 \sigma$ de celle attendue sur les anodes et à $1,8 \sigma$ sur les cathodes.

L'analyse temporelle doit être effectuée avec précaution. Le spectre anodes présente une seule pente qui est attribuée au premier proton qui se dirige vers le bas. La cassure au niveau de la piste 166 est due à un problème de déclenchement sur la fin du parcours. La trace du second proton n'est pas visible. En effet, on trouve l'explication avec le spectre cathodes. Deux parties se distinguent sur le spectre. Jusqu'à la position d'arrêt du premier proton, le spectre est attribué à celui-ci. Une cassure est visible à la piste 104 et correspond à un problème de déclenchement. Cependant, aucune valeur n'est calculée car l'ensemble des pistes ont déclenché quasi-simultanément à cause d'un parcours très faible sur les cathodes, d'où une pente mal définie. En revanche, il est possible de calculer une valeur temporelle pour le second proton dont le parcours est le plus grand. La valeur positive obtenue montre que celui-ci est parti vers le haut, d'où le fait qu'on ne le visualise pas sur le spectre temps anodes.

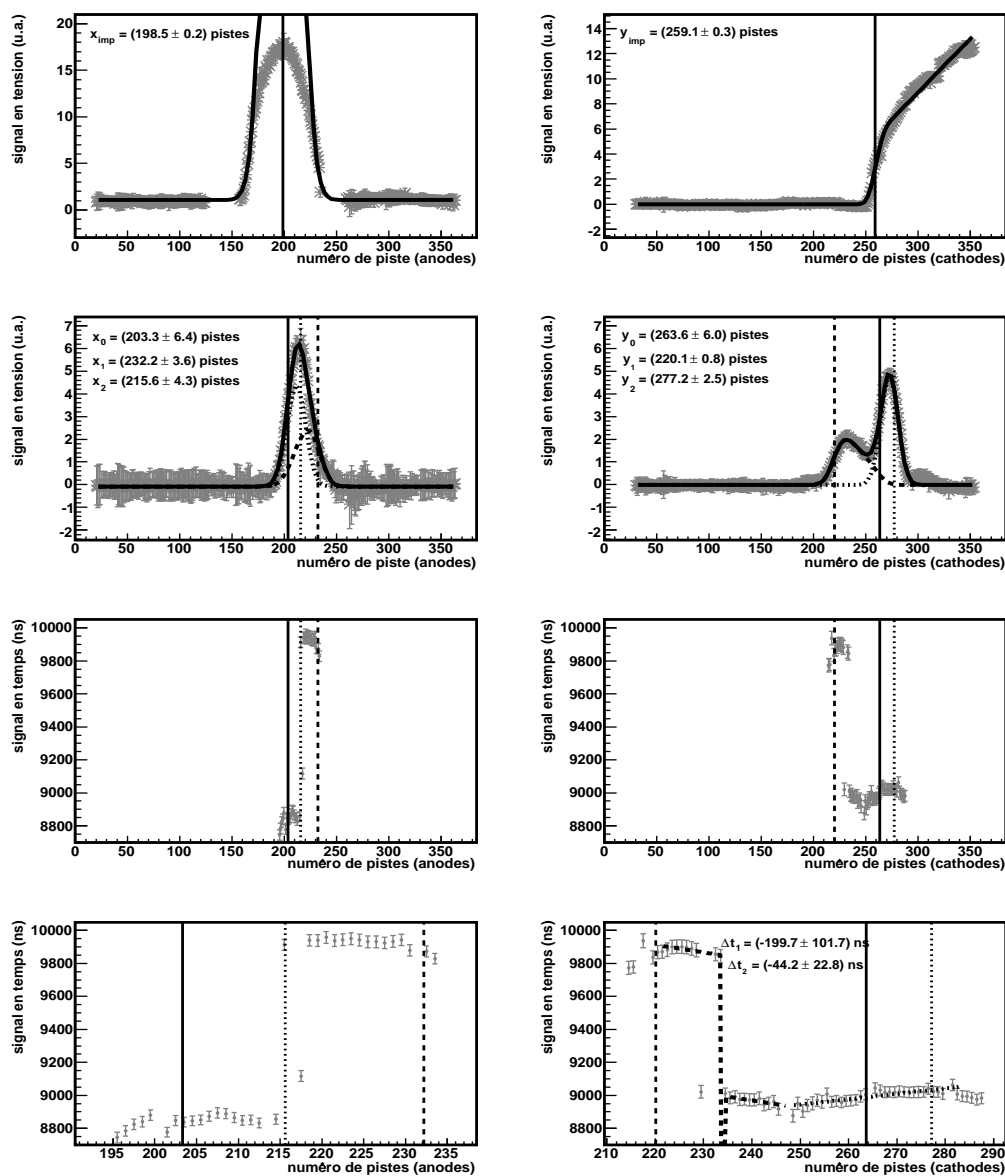


FIG. 5.51 – Analyse du neuvième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. L'analyse du spectre énergie montre la trace des deux protons, notamment sur les cathodes. L'analyse temporelle repose sur le spectre temps des cathodes où deux pentes sont visibles. Se reporter au texte pour plus d'informations.

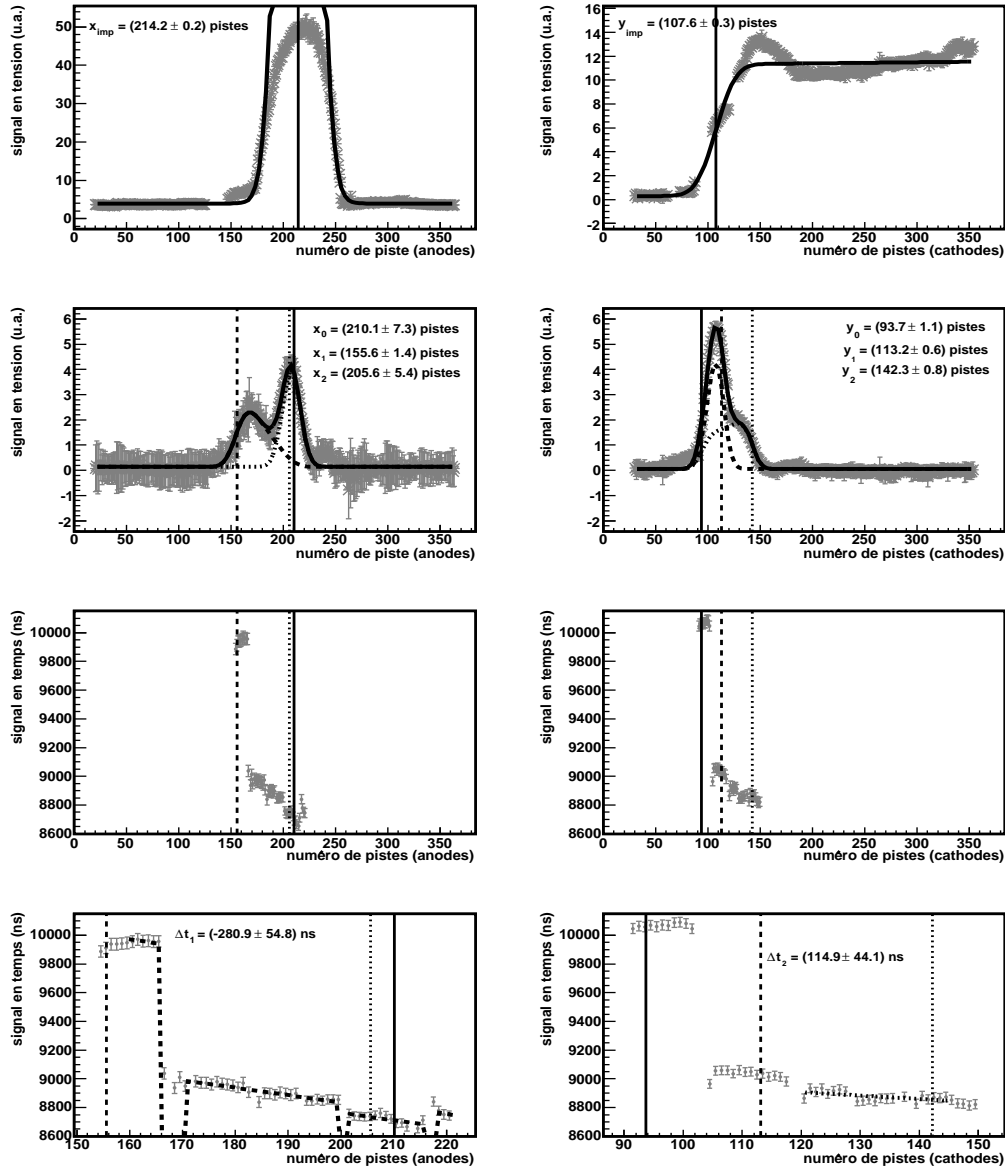


FIG. 5.52 – Analyse du dixième événement de décroissance de ^{45}Fe par une émission 2-protons. La trace des deux protons est identifiable sans ambiguïté sur les deux dimensions. L'analyse temporelle permet de calculer les temps de dérive de chaque proton : le premier grâce au spectre anodes et le second au spectre cathodes, plans respectifs sur lesquels la trajectoire du proton considéré est la plus longue.

Résumé

Faisons un récapitulatif de l'analyse des événements qui vient d'être présentée. Le Tab.5.15 résume l'ensemble des résultats trouvés. Sur les dix événements, sept événements sont associés avec certitude à une radioactivité 2-protons. Pour les trois autres événements, l'hypothèse d'une émission retardée de particules chargées est envisagée. Le premier événement présente une qualité d'ajustement supérieure pour une émission β -p. Le troisième événement est compatible avec une émission β -3p au niveau de la qualité de l'ajustement (χ^2 et positions de départ). Cependant, la conclusion ne peut être définitive mais une vraie radioactivité 2-protons semble à rejeter vu la longueur des trajectoires (voir paragraphe 5.3.8). Le cinquième événement quant à lui, ne montre pas la signature visuelle évidente d'une émission 2-protons.

n° d'événement	σ_x	σ_y	χ^2	temps		type d'émission	reconstruction 3D
				anodes	cathodes		
1	0,2	0,3	0,139	×	×	β -p	non
	×	×	0,157	×,×	×,×	2p	non
2	1,3	2,3	0,148	×,2	×,2	2p	non
3	3,2	3,9	0,093	×,×	1,2	2p, β -2p (?)	oui
	0,5	3,1	0,036	1,×,3	×,2,3	β -3p	oui
4	2,5	0,3	0,496	1,2	×,×	2p	oui
5	1,4	0,6	0,131	1,2(?)	1,×	2p	oui
	1,9	0,3	0,186	1	1	β -1p	oui
6	0,8	1,9	0,125	×,×	1,2	2p	oui
7	0,4	0,2	0,183	1,2	×,×	2p	oui
8	2,1	0,5	0,328	×,2	×,×	2p	non
9	0,5	0,5	0,128	×,×	1,2	2p	oui
10	0,9	1,8	0,293	1,×	×,2	2p	oui

TAB. 5.15 – Résumé des résultats de l'analyse des événements de décroissance de ^{45}Fe . Figurent successivement pour chaque événement les écarts des positions de départ ajustées à celles prévues en nombre de σ pour chaque plan de pistes, le χ^2 de l'ajustement, les spectres utilisés pour ajuster les temps de dérive des protons 1 et 2 (et 3), le type d'émission et enfin l'état de la reconstruction en trois dimensions. La présence d'une croix signifie que les valeurs n'ont pu être déterminées ou bien qu'elles n'ont pas de signification.

5.3.5 Partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons

L'analyse des spectres énergie permet de calculer la fraction de l'énergie totale de désintégration emportée par chaque proton. La méthode employée est décrite en détail au paragraphe 5.2.4. La Fig.5.53 montre l'histogramme obtenu pour le partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons en tenant compte des dix événements de décroissance de ^{45}Fe . Les données brutes et celles prenant en compte les erreurs commises sont reportées. L'histogramme prenant en compte les erreurs est ajusté par une gaussienne par la procédure du maximum de vraisemblance. La valeur moyenne trouvée est de $(50,0 \pm 2,1)\%$. Ainsi, les deux protons partagent équitablement l'énergie disponible lors de la désintégration.

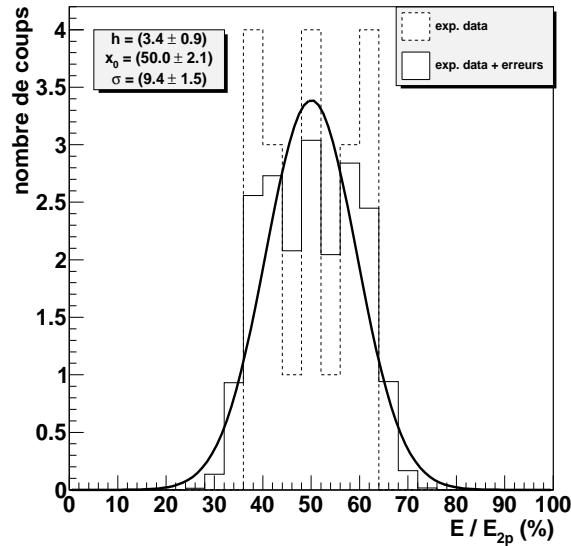


FIG. 5.53 – Ces histogrammes montrent le pourcentage de l'énergie totale de décroissance E/E_{2p} emporté par chaque proton émis lors de la désintégration 2-protons de ^{45}Fe . En tirets figurent les données brutes et en trait plein sont prises en compte les erreurs sur les fractions calculées. Ces données sont ajustées par une gaussienne dont les paramètres (hauteur h , valeur moyenne x_0 , et écart-type σ) figurent dans l'encadré. Les deux protons émis partagent équitablement l'énergie de décroissance disponible. Les dix événements sont utilisés.

La Fig.5.54 montre la distribution du partage en énergie en ne considérant que les sept événements 2-protons certains (événements n°2, 4, 6, 7, 8, 9 et 10).

5.3.6 Angle relatif d'émission entre les deux protons projeté sur le plan de détection

Nous pouvons calculer également à partir de l'analyse des spectres énergie l'angle relatif d'émission entre les deux protons projeté sur le plan de détection. L'Éq.5.51 donne

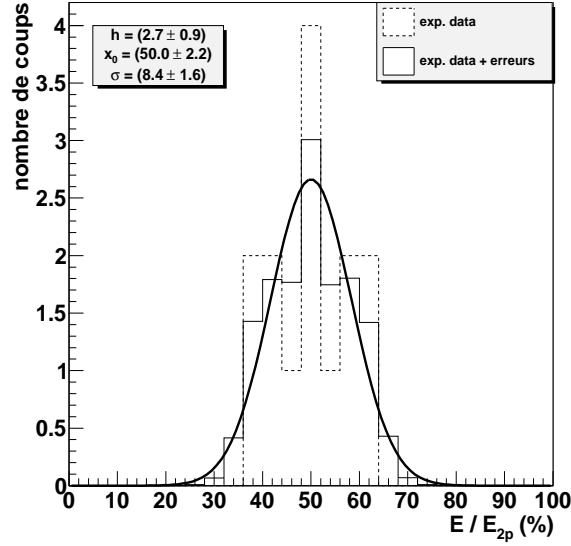


FIG. 5.54 – Est représentée la distribution du partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons pour les sept événements certains de décroissance 2-protons. La légende est la même que celle de la Fig.5.53. L'ajustement des données prenant en compte les erreurs commises montre que les deux protons se partagent l'énergie disponible lors de la désintégration.

l'expression de l'angle projeté α_r^{2D} en fonction des paramètres d'ajustement des spectres énergie répertoriés dans le Tab.5.10. On utilise le produit scalaire entre les deux vecteurs des trajectoires projetées. Celui-ci peut être exprimé de deux manières :

- par la somme des produits croisés des coordonnées des deux vecteurs ;
- par le produit des normes des vecteurs et du cosinus de l'angle entre les deux vecteurs.

En égalisant les deux expressions, on déduit l'expression de l'Éq.5.51 pour α_r^{2D} .

$$\alpha_r^{2D} = \arccos \frac{(x_1 - x_0)(x_2 - x_0) + (y_1 - y_0)(y_2 - y_0)}{\sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2} \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2}} \quad (5.51)$$

L'erreur correspondante est présentée Éq.5.52 qui prend en compte l'erreur commise sur les positions de départ et d'arrêt des protons intervenant dans le calcul de l'angle relatif.

$$\Delta \alpha_r^{2D} = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial \alpha_r^{2D}}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_0, x_1, x_2, y_0, y_1, y_2) \quad (5.52)$$

Les valeurs d'angle relatif à deux dimensions calculées sont reportées dans le Tab.5.16 avec les erreurs correspondantes.

La Fig.5.55 montre l'histogramme obtenu pour les dix événements de décroissance. Les erreurs commises sur les angles sont prises en compte comme pour le tracé du partage

n° d'événement	$\alpha_r^{2D}(^\circ)$
1	$16,4 \pm 5,1$
2	$4,3 \pm 2,2$
3	$168,2 \pm 3,2$
4	$136,0 \pm 1,1$
5	$12,6 \pm 4,3$
6	$54,5 \pm 11,5$
7	$84,5 \pm 11,9$
8	$5,2 \pm 2,0$
9	$104,3 \pm 25,6$
10	$65,1 \pm 8,9$

TAB. 5.16 – Valeurs des angles relatifs proton-proton projetés sur le plan de détection α_r^{2D} , exprimés en degrés avec leurs incertitudes. L'ensemble des événements sont présentés.

de l'énergie de décroissance. Malgré la faible statistique, une structure se dégage de l'histogramme. Un premier pic se dégage pour des angles faibles aux environs de 10° avec quatre événements pour lesquels l'angle est inférieur à 25° ; ensuite, une deuxième structure plus étalée centrée sur une valeur de 70° dans laquelle sont répartis quatre événements aux incertitudes plus importantes. Enfin, deux événements apparaissent en fin de spectre avec deux pics à 135° et 165° .

La Fig.5.56 montre le même résultat que précédemment en éliminant les événements susceptibles de ne pas être des événements de décroissance 2-protons. Ceci a pour effet de diminuer la largeur du premier pic en enlevant les premier et cinquième événements à 16° et 13° . De plus, le pic à 165° disparaît.

Au-delà de la mesure de l'angle relatif projeté sur la matrice de détection, une observable indispensable est celle de l'angle relatif d'émission proton-proton dans l'espace à trois dimensions.

5.3.7 Angle relatif d'émission proton-proton reconstruit dans l'espace à trois dimensions

Cette étude nécessite les résultats de l'analyse des spectres énergie et des spectres temps de décroissance, afin de reconstruire en trois dimensions la trajectoire suivie par les particules.

La méthode employée est celle décrite pour le calcul en trois dimensions de l'angle relatif entre les protons retardés de ^{43}Cr (voir paragraphe 5.2.4). On prend donc en compte la correction des valeurs angulaires calculés sur les angles $\theta_{1,2}$.

L'angle relatif n'est calculable que pour les événements pour lesquels les données temporelles sont accessibles pour les deux protons. Ainsi, les événements n°1, 2 et 8 ne peuvent être reconstruits dans l'espace. Les valeurs angulaires sont reportées dans le Tab.5.17. Se référer au paragraphe 5.3.4 pour connaître quelles sont les valeurs temps retenues pour les différents événements.

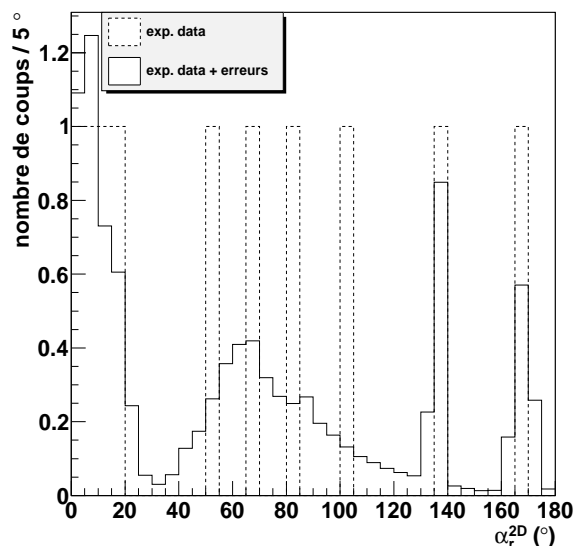


FIG. 5.55 – Angle relatif d'émission entre les deux protons émis projeté sur la matrice de détection pour l'ensemble des dix événements observés. Cet angle est calculé à partir des trajectoires individuelles des protons obtenues sur les spectres énergie de décroissance. La structure observée avec la prise en compte des erreurs (trait plein) est décrite dans le texte.

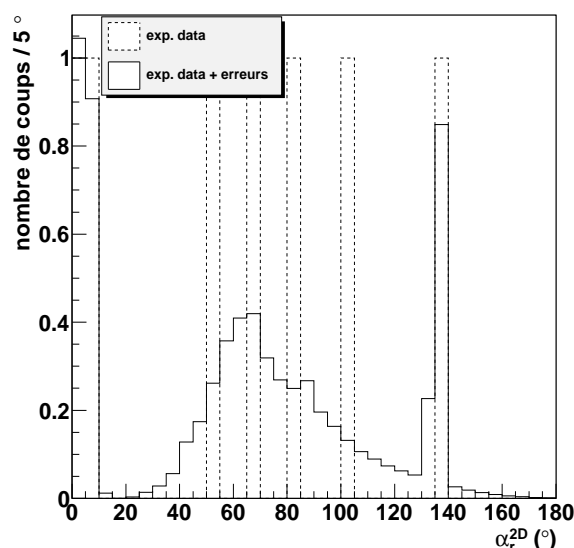


FIG. 5.56 – Angle relatif d'émission entre les deux protons émis projeté sur la matrice de détection pour les événements certains de décroissance 2-protons (événements n°2, 4, 6, 7, 8, 9 et 10).

n° d'événement	$\alpha_r^{3D}(^\circ)$
3	$166,7 \pm 8,1$
4	$129,5 \pm 5,2$
5	$61,2 \pm 11,7$
6	$54,4 \pm 9,9$
7	$88,2 \pm 13,4$
9	$104,6 \pm 23,8$
10	$78,8 \pm 9,6$

TAB. 5.17 – Valeurs des angles relatifs proton-proton α_r^{3D} en degrés avec leurs incertitudes. L'ensemble des événements 2-protons qui peuvent être reconstruits en trois dimensions sont présentés.

La Fig.5.57 montre l'histogramme obtenu pour l'ensemble des événements restructibles en trois dimensions. Lorsque l'erreur sur les angles est prise en compte, on observe une triple structure avec un premier groupe d'événements centré autour de 70° . Cinq événements sont compris dans ce premier pic. Deux événements forment deux autres pics se situant vers 125° et 165° .

La Fig.5.58 montre la distribution angulaire obtenue en ne considérant que les événements 2-protons certains. Les cinq événements n°4, 6, 7, 9 et 10 subsistent. Une structure à deux bosses se dégage avec un premier maximum situé vers 80° montrant une structure étalée (événements n°6, 7, 9 et 10) et un deuxième maximum à 125° .

5.3.8 Longueur totale de parcours

Les analyses précédentes permettent de calculer les longueurs de parcours des protons émis lors des désintégrations de ^{45}Fe . L'Éq.5.53 donne leurs expressions pour chaque proton en fonction des différents paramètres d'ajustement où δp représente la distance inter-pistes.

$$\begin{cases} R_1 = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + \frac{(\delta z_1)^2}{(\delta p)^2}} \\ R_2 = \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + \frac{(\delta z_2)^2}{(\delta p)^2}} \end{cases} \quad (5.53)$$

Les erreurs sur ces parcours sont calculées avec l'Éq.5.54 et prennent en compte les erreurs commises sur l'ensemble des paramètres.

$$\begin{cases} \Delta R_1 = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial R_1}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_0, x_1, y_0, y_1, \delta z_1) \\ \Delta R_2 = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial R_2}{\partial p_i} \right)^2 (\Delta p_i)^2}, \text{ avec } \vec{p} = (x_0, x_2, y_0, y_2, \delta z_2) \end{cases} \quad (5.54)$$

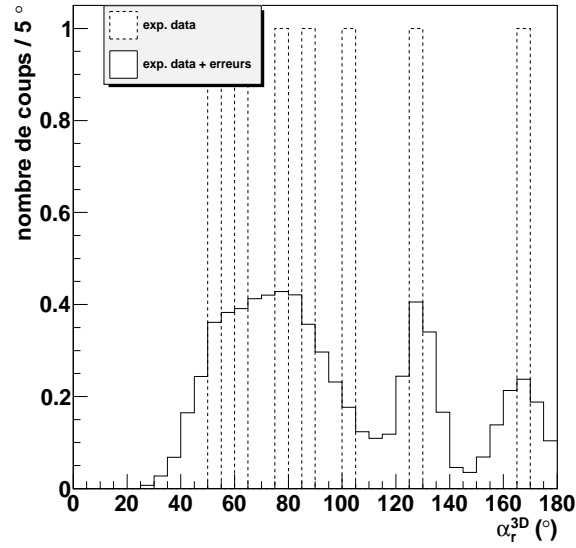


FIG. 5.57 – Angle relatif d'émission entre les deux protons émis calculé dans l'espace à trois dimensions. L'histogramme en tirets reporte les données brutes relatives aux sept événements pour lesquels la trajectoire des deux protons est accessible. L'histogramme en trait plein prenant en compte les erreurs sur l'angle fait apparaître trois structures : l'une étalée et centrée sur 70° qui comprend cinq événements, et les deux autres aux alentours de 125° et 165° .

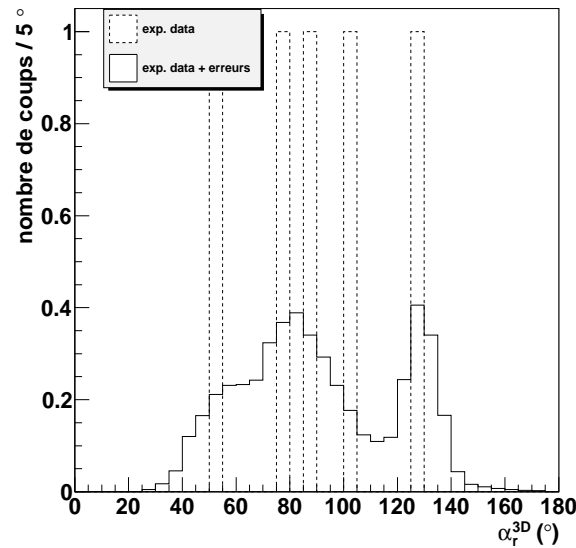


FIG. 5.58 – Angle relatif d'émission entre les deux protons émis calculé dans l'espace à trois dimensions. L'histogramme reporte les données relatives aux événements de décroissance 2-protons certains $n^{\circ}4, 6, 7, 9$ et 10 . Les deux premières structures à 80° et à 125° subsistent.

La Fig.5.59 montre la comparaison entre les parcours mesurés tels que reconstruits à partir de l'analyse des spectres TPC et les parcours attendus. Ces derniers sont calculés par un programme de perte d'énergie et tiennent compte de la fraction d'énergie emportée par la particule en question. Les erreurs obtenues pour les valeurs attendues prennent en compte quadratiquement l'erreur sur les fractions d'énergie (qui engendrent ainsi un intervalle de valeurs pour la longueur de parcours attendue) et la résolution spatiale obtenue avec ^{52}Ni de l'ordre de 0,47 cm. Ne figurent que les traces pour lesquelles la reconstruction en trois dimensions est possible.

Commentons les résultats obtenus. Pour les événements n°2, 8 et 10 les valeurs expérimentales et théoriques sont en accord. L'événement n°3 présente quant à lui des valeurs expérimentales bien supérieures à celles attendues pour une décroissance 2-protons. Ceci corrobore l'hypothèse que cet événement signe une décroissance retardée β -2p ou β -3p. L'événement n°5 présente une forte surestimation du parcours du second proton qui dépose le moins d'énergie. Cela vient d'une mauvaise interprétation du spectre temps. En effet, la trace observée pour les temps anodes ne concerne que le premier proton avec une cassure due à la faiblesse du signal en fin de parcours. Dans ce cas, seule la valeur temps obtenue pour ce proton doit être retenue et le parcours obtenu est alors en assez bon accord avec celui attendu. Pour les autres événements, soit on rencontre des valeurs correctes, soit on sous-estime les valeurs attendues. Dans ce dernier cas, ceci est dû aux faibles parcours observés suivant les pistes et donc à des pentes mal définies pour les spectres temps, et plus faibles que les pentes réelles.

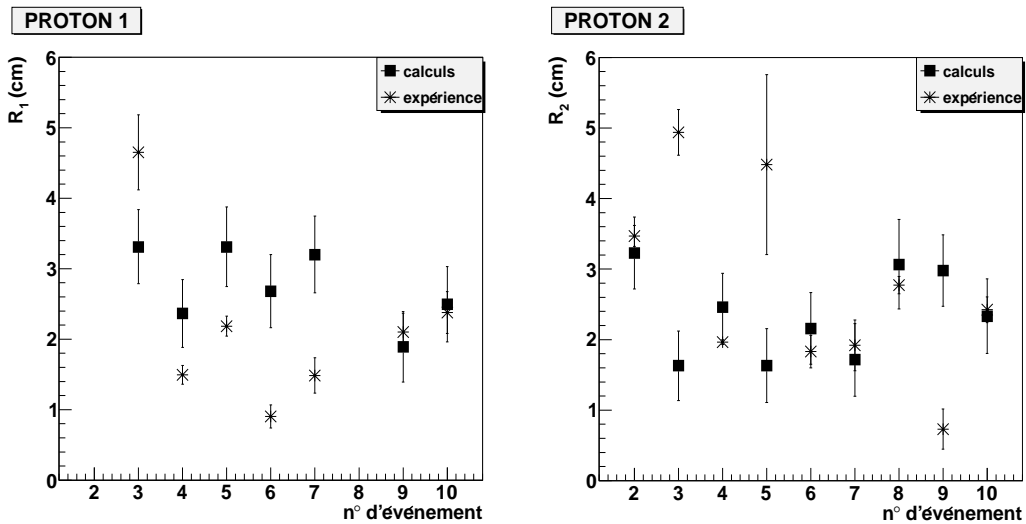


FIG. 5.59 – Sont représentées sur ces deux graphiques les longueurs de parcours (en cm) en fonction du numéro d'événement obtenues après la reconstruction en trois dimensions des événements de décroissance. Les points expérimentaux figurent par une étoile et les longueurs théoriques attendues par un carré. À gauche est présenté le résultat pour le premier proton de décroissance et à droite celui relatif au second proton. Se reporter au texte pour davantage de commentaires.

5.3.9 Reconstruction en trois dimensions des trajectoires

L'ensemble de l'analyse précédente permet de visualiser pour les décroissances à deux particules dans l'espace à trois dimensions les trajectoires suivies par les protons émis. La procédure employée est celle décrite au paragraphe 5.2.5. Sont présentés les événements pour lesquels les conclusions sont certaines. On rejette donc l'événement n°5.

L'analyse temporelle complète n'ayant pu être effectuée pour certains événements, seule la projection des trajectoires sur le plan de détection a pu être reconstruite. La Fig.5.60 montre le résultat obtenu pour ces trois événements où le code de couleur employé est relatif à l'énergie déposée. Ces événements constituent deux décroissances 2-protons pour les événements n°2 et 8 et une décroissance β -p pour l'événement n°1.

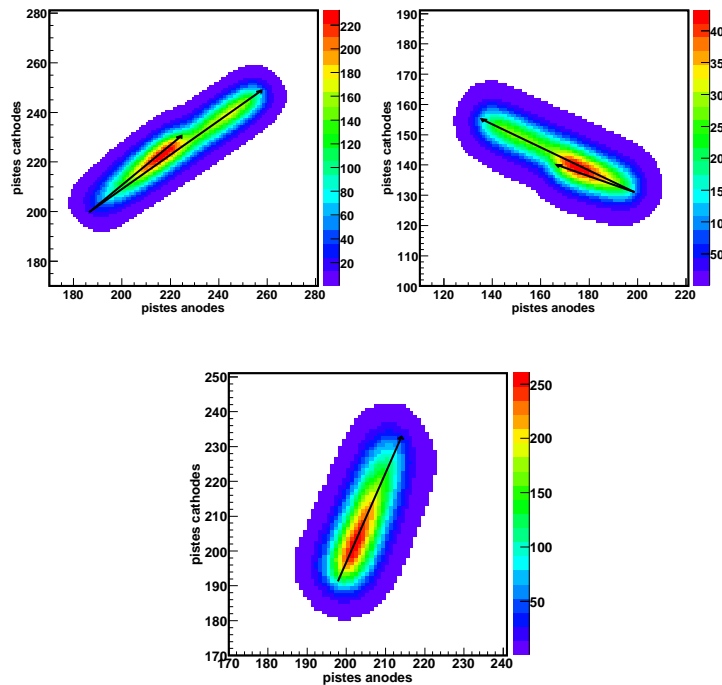


FIG. 5.60 – Projection sur le plan de détection des événements de décroissance n°1, 2 et 8 dont l'analyse temporelle complète n'a pu être effectuée. Le niveau de couleur indique l'énergie déposée le long des trajectoires. La première ligne montre les décroissances 2-protons des événements n°2 et 8. La seconde ligne présente l'émission retardée d'un proton pour le premier événement de décroissance.

Les Fig.5.61 et 5.62 montrent la reconstruction en trois dimensions des événements de décroissance de ^{45}Fe dont l'analyse temporelle a pu être effectuée pour les deux protons (colonne de gauche). Pour la construction de l'histogramme, le nombre de points par cellule est proportionnel à la valeur de la cellule en question. De plus, à partir de la reconstruction tridimensionnelle, on peut obtenir le dépôt d'énergie le long de la trajectoire des protons projetée sur le plan de détection. Pour cela, on effectue la projection

de l'histogramme en trois dimensions sur le plan (XY). Les projections correspondantes sont représentées sur la colonne de droite.

5.3.10 Conclusion

L'analyse du noyau ^{45}Fe a tout d'abord permis de mesurer une nouvelle fois la durée de vie de ce noyau, valeur en accord avec les précédentes mesures. Pour la première fois, l'observation individuelle des deux protons émis par ce noyau a été réalisée avec succès. Malgré la faible statistique obtenue, avec seulement sept événements de décroissance 2-protons certains, les corrélations énergétiques et angulaires entre les deux protons ont pu être appréhendées. Un partage équitable de l'énergie entre les deux protons confirme la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe . Enfin, les angles relatifs entre les protons ont pu être mesurés. Cependant, l'interprétation des résultats est à prendre avec précaution : au-delà d'un manque de statistique qui ne peut permettre des conclusions définitives, les difficultés d'interprétation des spectres temps sont à prendre en considération. En effet, des problèmes de déclenchement semblent influencer sur l'allure des spectres obtenus, et la présence d'un biais, bien que corrigé, dans les angles d'émission mesurés doit inciter à prendre les résultats avec prudence. Les résultats obtenus sont comparés au chapitre suivant au modèle d'émission de Grigorenko, où un mélange de configurations des protons sur les couches p^2 et f^2 sont présentes au sein du noyau ^{45}Fe .

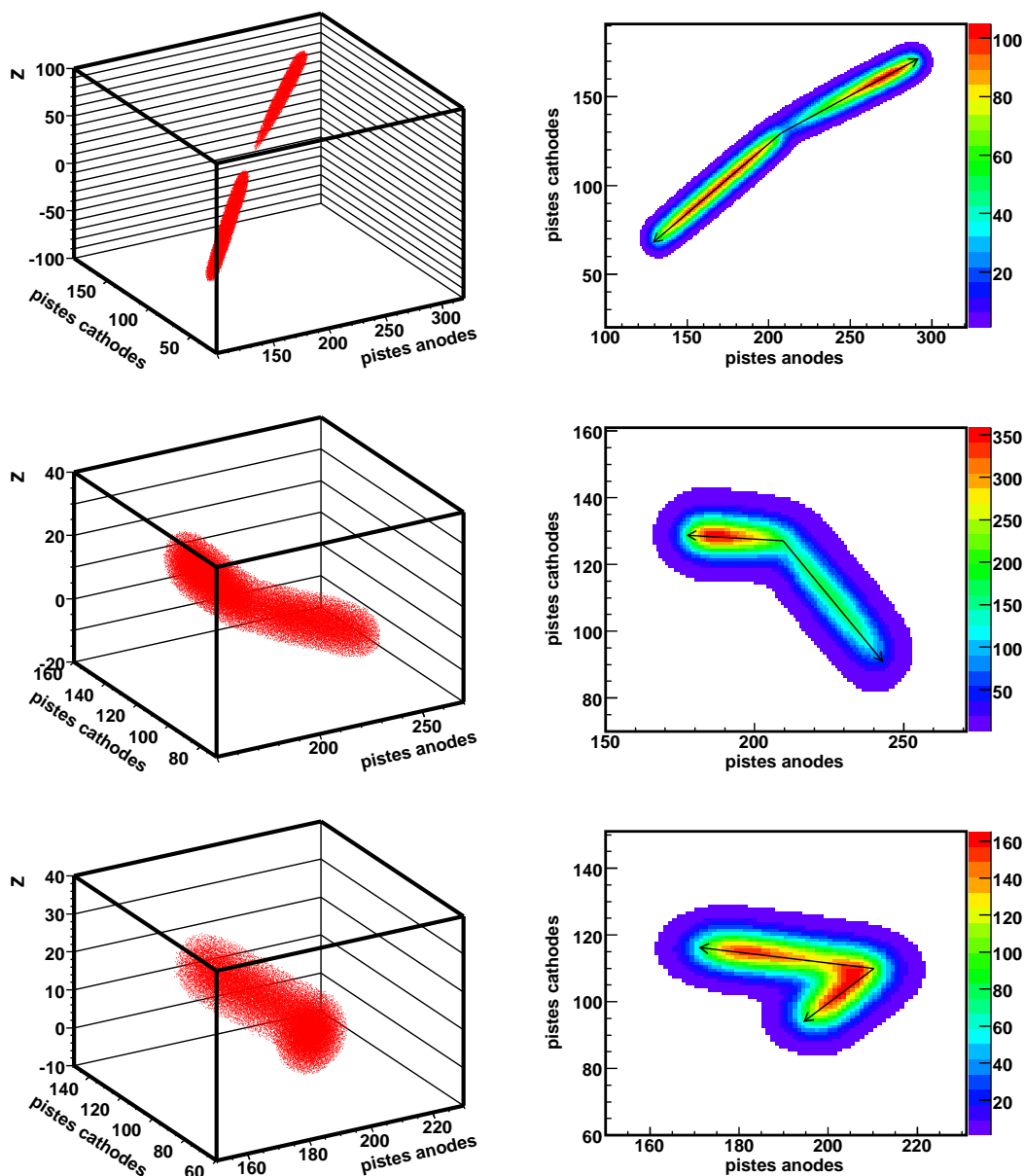


FIG. 5.61 – Reconstruction en trois dimensions des événements de décroissance n°3, 4 et 6 (colonne de gauche, de haut en bas). Un zoom est effectué afin de bien visualiser les trajectoires. À droite figure la projection de l'événement correspondant sur le plan de pistes. Le niveau de couleur est proportionnel à l'énergie déposée le long des trajectoires représentées par des flèches. Le premier événement en haut est une décroissance par émission retardée de deux protons avec des trajectoires plus grandes que pour les événements de décroissance 2-protons sur les deux lignes suivantes.

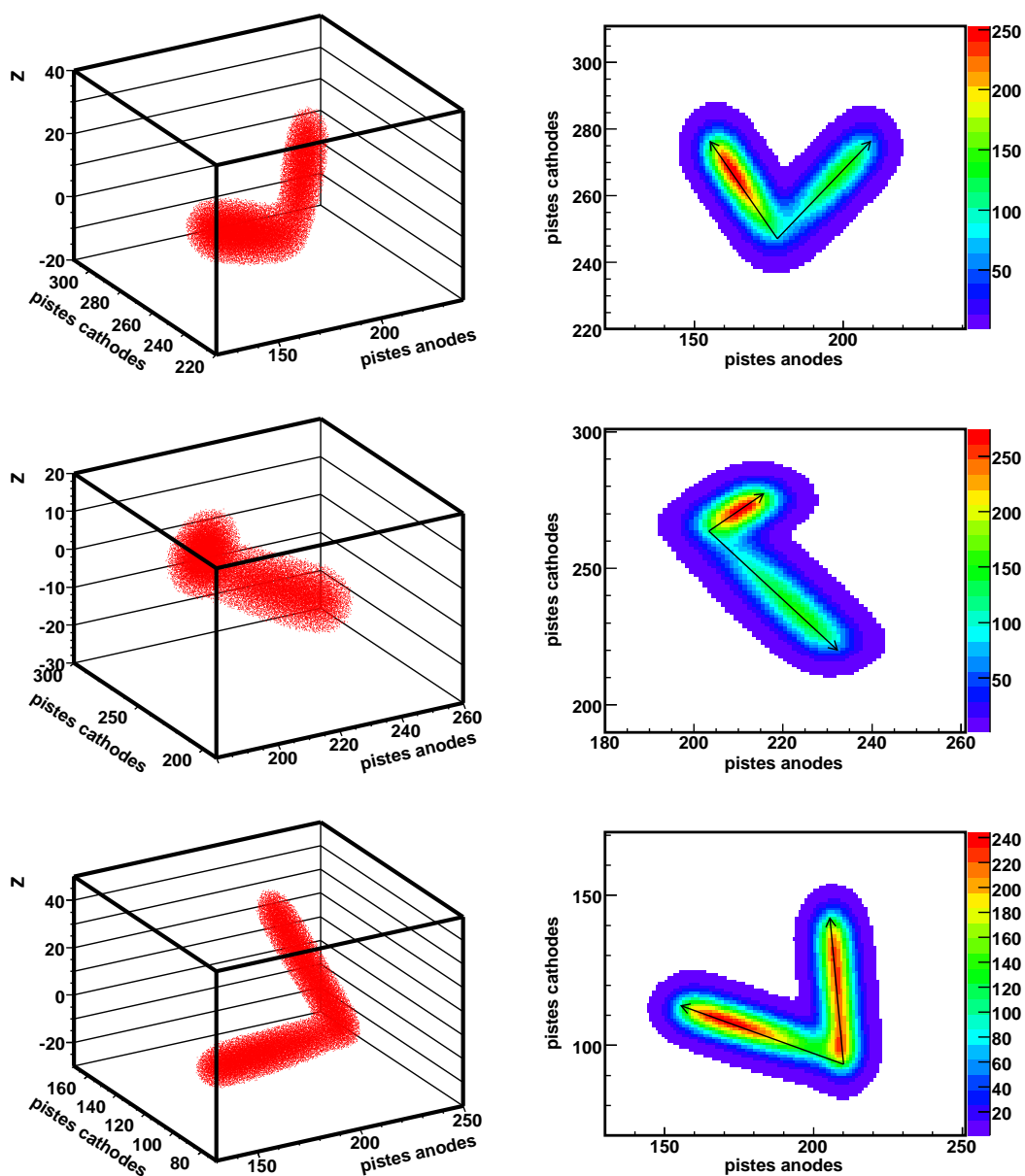


FIG. 5.62 – Reconstruction en trois dimensions des événements de décroissance 2-protons n°7, 9 et 10 (colonne de gauche, de haut en bas) et projections correspondantes sur le plan de pistes (colonne de droite).

Chapitre 6

Interprétation des résultats

Dans ce chapitre, nous allons discuter les résultats expérimentaux qui ont été trouvés grâce aux analyses présentées au chapitre précédent pour les noyaux ^{45}Fe et ^{43}Cr . Plus particulièrement, des conclusions quant aux processus d'émission de deux protons de ces noyaux seront tirées de ces résultats.

6.1 Le cas de ^{45}Fe

Dans le paragraphe 5.3.1, la durée de vie de ^{45}Fe est estimée à $(3,0 \pm 1,0)$ ms. La chaleur de réaction a quant à elle été estimée à $(1,06 \pm 0,08)$ MeV, valeur la plus précise obtenue pendant l'expérience e457a. L'ensemble des événements, vu la faible résolution des GEMs, sont compatibles avec l'énergie de décroissance de la radioactivité 2-protons. Cependant, leur analyse a permis de conclure à une émission 2-protons depuis l'état fondamental de façon certaine pour sept d'entre eux. Parmi les trois autres événements, deux événements ont été considérés comme étant des émissions de protons retardés. Enfin, pour l'autre événement, les conclusions ne peuvent être certaines quant au type d'émission.

Ainsi, il est possible de déduire un rapport d'embranchement pour la radioactivité 2-protons de 78^{+14}_{-22} %. Cette valeur est compatible avec celles de précédentes expériences [Dos05, Gio02]. Il est alors supposé que le reste des décroissances se fait par émission retardée de particules chargées [Orm96]. Ainsi, la durée de vie partielle pour la radioactivité 2-protons est de $(3,8 \pm 1,6)$ ms.

Nous pouvons effectuer à nouveau l'étalonnage des événements de décroissance 2-protons certains. La Fig.6.1 montre le résultat obtenu. Une énergie de décroissance de $(1,12 \pm 0,09)$ MeV est obtenue.

Les données ainsi calculées permettent d'ores et déjà d'appréhender les processus d'émission pour la radioactivité 2-protons. La Fig.6.2 montre la largeur partielle en énergie pour la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe en fonction de l'énergie de désintégration 2-protons. La largeur partielle en énergie de décroissance 2-protons Γ^{2p} est donnée en fonction de la durée de vie partielle $T_{1/2}^{2p}$ par la relation de l'Éq.6.1.

$$\Gamma^{2p}(\text{MeV}) = \frac{4,56 \times 10^{-22}(\text{MeVs})}{T_{1/2}^{2p}(\text{s})} \quad (6.1)$$

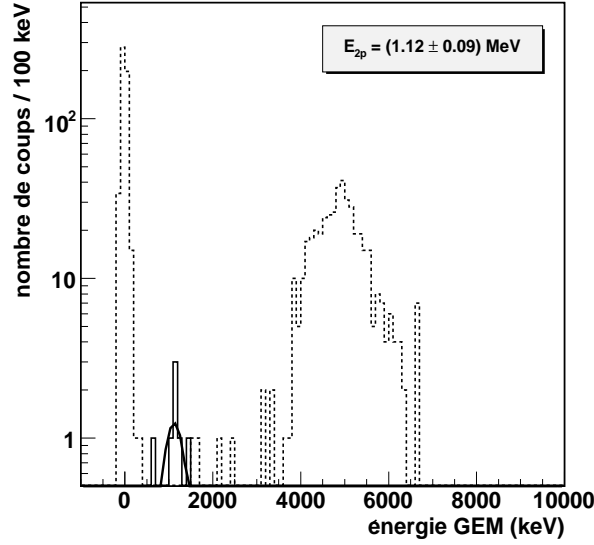


FIG. 6.1 – Étalonnage en énergie des événements de décroissance de ^{45}Fe correspondant à une radioactivité 2-protons certaine. Cet étalonnage est effectué avec la face haut du troisième GEM. Une énergie de décroissance de $(1,12 \pm 0,09)$ MeV pour la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe a pu être calculée.

La comparaison entre les différents modèles théoriques et les résultats expérimentaux devient ainsi possible. Si on considère les données expérimentales de cette expérience, on voit tout de suite que la précision sur l'énergie de réaction est trop faible pour pouvoir tirer des conclusions certaines. Ainsi, je considérerai la durée de vie calculée dans ce travail et je prendrai pour chaleur de réaction celle de [Dos05] qui demeure la plus précise à ce jour. Plusieurs points peuvent être déduits :

- le modèle d'émission simultanée (émission directe dans le continuum) ne reproduit pas les données expérimentales quant aux configurations extrêmes des deux protons sur des orbitales p ou f . Respectivement, la probabilité d'émission est surestimée ou bien sous-estimée ;

- le modèle diproton développé par Brown et basé sur des calculs R -matrix ne reproduit absolument pas les données si l'interaction résiduelle entre les deux protons formant la particule ^2He n'est pas prise en compte. En revanche, si cette interaction est considérée, le modèle devient en accord avec les mesures ;

- le modèle SMEC (*Shell Model Embedded in the Continuum*) est en accord avec les données expérimentales si on considère une émission de type ^2He , c'est-à-dire de fortes corrélations entre les protons. L'émission séquentielle est quant à elle défavorisée, donnant une probabilité d'émission trop faible aux énergies de désintégration 2-protons considérées ;

- le modèle développé par Grigorenko (*3-body model*) permet tout d'abord d'obtenir de meilleures contraintes pour la largeur en énergie que le modèle d'émission simultanée. La valeur expérimentale se situe à l'intérieur de la zone délimitée par les configurations

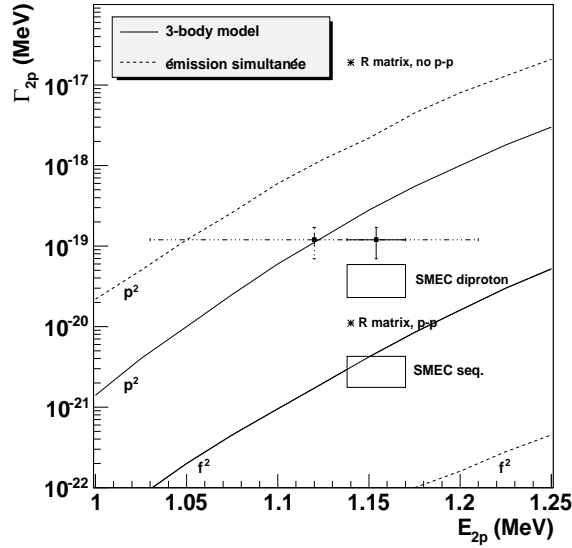


FIG. 6.2 – Représentation de la largeur en énergie partielle en fonction de la chaleur de réaction pour l'émission 2-protons suivant différents modèles d'émission. En ligne continue, figurent les prédictions du modèle à trois corps de Grigorenko et en tirets celles d'une émission directe dans le continuum, ceci pour les cas extrêmes de configurations p^2 et f^2 des deux protons dans le noyau ^{45}Fe . Sont également présentées les prédictions R-matrix de Brown en considérant ou non l'interaction résiduelle proton-proton sous la forme d'une particule ^2He . Enfin, figure le résultat du modèle SMEC en considérant l'émission de deux protons sous la forme ^2He ou bien de façon séquentielle par un état virtuel dans le noyau intermédiaire. Les résultats expérimentaux et leurs barres d'erreurs sont également présentés : en trait mixte pour ceux de cette expérience et en trait plein si on considère la valeur la plus précise de l'énergie [Dos05].

extrêmes f^2 et p^2 pour les deux protons au sein du noyau émetteur. Ceci est en faveur d'un mélange de configurations au sein du noyau.

Ainsi, on peut conclure que ces premiers résultats montrent que l'émission des deux protons de ^{45}Fe est bien due à une vraie radioactivité 2-protons telle qu'énoncée par Goldanskii. L'ensemble des modèles tendent donc à déduire une interaction entre les protons rendant l'émission de deux protons possibles. Maintenant, seule l'étude des corrélations entre les protons permettra de trancher sur le processus d'émission et sur la structure interne de ^{45}Fe dans le cadre du modèle de Grigorenko.

Intéressons nous tout d'abord au résultat des corrélations en énergie entre les deux protons, c'est-à-dire la fraction de l'énergie totale emportée par chacun d'eux. La Fig.6.3 montre la comparaison entre les données expérimentales et les prévisions du modèle à trois corps de Grigorenko. La distribution théorique est normalisée au nombre d'événements expérimentaux. Malgré une statistique faible, on peut remarquer une bonne adéquation entre le modèle et les données expérimentales. Ceci confirme donc que les protons se partagent équitablement l'énergie disponible, conformément au processus de radioactivité

2-protons tel que défini par Goldanskii. Cependant, à partir du moment où l'émission n'est pas séquentielle, l'ensemble des modèles prévoit un partage équitable de l'énergie. Seules les corrélations angulaires doivent permettre de trancher.

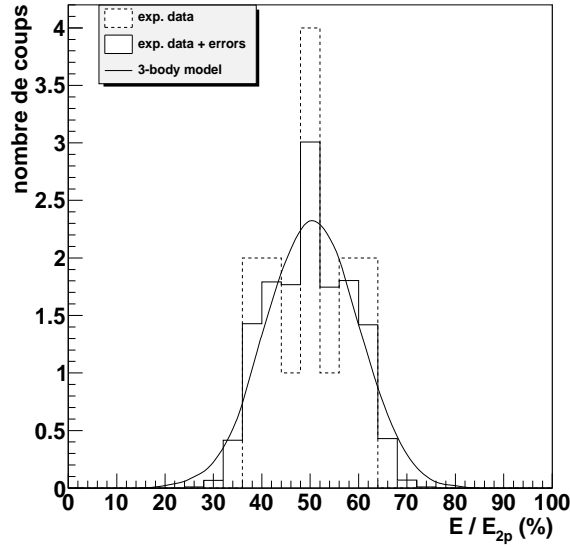


FIG. 6.3 – Comparaison entre la distribution expérimentale du partage de l'énergie de décroissance entre les protons issus de la décroissance 2-protons de ^{45}Fe et les prédictions théoriques du modèle à trois corps de Grigorenko. Le modèle reproduit correctement les données, montrant un partage équitable de l'énergie entre les deux protons.

Le modèle de Grigorenko prévoit également la possibilité d'étudier la structure interne du noyau émetteur, avec notamment la configuration en moment angulaire des protons émis. Il est ainsi prévu un mélange de configurations p^2 et f^2 qui influence les corrélations angulaires observées. La Fig.6.4 montre la comparaison entre les données expérimentales et les prévisions du modèle normalisées au nombre d'événements expérimentaux, pour différents mélanges de configurations.

Comme seulement cinq événements ont pu être reconstruits en trois dimensions, il est difficile de comparer les résultats expérimentaux aux modélisations. Une structure à deux bosses est obtenue si l'on prend en compte les erreurs commises sur le calcul des angles relatifs. Ceci est en accord avec les prédictions du modèle qui prévoit une telle structure lorsqu'un mélange de configurations f^2 et p^2 est présent au sein de ^{45}Fe . En revanche, il n'est pas possible de tirer de conclusions quant à la proportion de configuration p^2 et quant à un accord définitif avec le modèle de Grigorenko vu la très faible statistique disponible.

Un modèle d'émission purement diproton ne semble dans tous les cas pas favorisé par les données expérimentales. En effet, aucun événement n'est présent aux environs de 30° qui correspondrait au maximum d'émission pour un tel modèle (cf Fig.2.9). Une émission directe dans le continuum semble également peu probable : une émission isotrope est

alors attendue. Si la distribution angulaire ne permet pas de rejeter complètement ce processus, on a vu que la mesure de la durée de vie correspond bien aux prévisions du modèle à trois corps qui donne de meilleures contraintes sur la durée de vie. De plus, cela confirme le fait qu'un mélange de configurations avec une contribution non nulle pour p^2 est bien présent au sein de ^{45}Fe .

Enfin, une expérience similaire, réalisée après l'expérience e457a, a été effectuée par Miernik *et al.* [Mie07b] où une plus grande statistique a permis de calculer avec précision les corrélations angulaires. Les prévisions du modèle à trois corps de Grigorenko ont pu être vérifiées et une contribution à $(30 \pm 10)\%$ de configuration p^2 a été déterminée.

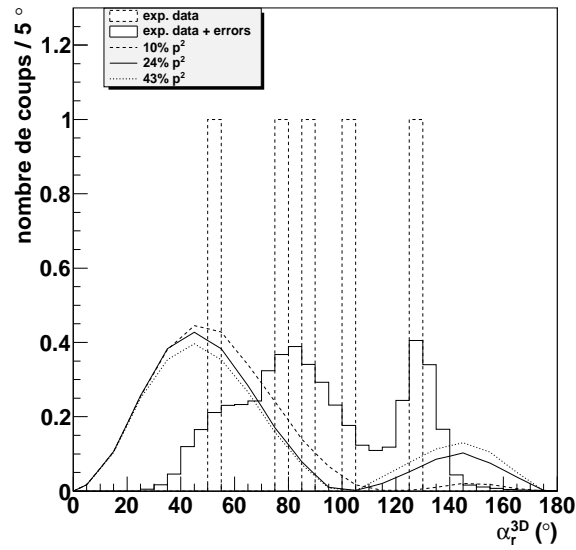


FIG. 6.4 – Comparaison entre la distribution expérimentale de l'angle relatif d'émission des deux protons de ^{45}Fe et les prédictions théoriques du modèle à trois corps de Grigorenko. Celles-ci sont données pour différents rapports de la configuration p^2 pour les deux protons émis. Vu la faible statistique obtenue, ici cinq événements reconstruits en trois dimensions, il est difficile de tirer des conclusions définitives quant au processus d'émission.

6.2 Le cas de ^{43}Cr

Ce paragraphe est consacré à l'émission β -2p du noyau. Nous avons montré au paragraphe 5.2.4 que les deux protons issus de cette désintégration ne semblent pas partager équitablement l'énergie de décroissance. Ceci est alors la signature que l'émission des deux protons est au moins en partie séquentielle. Il serait donc intéressant de connaître la fraction d'énergie emportée par chaque proton, voire de déceler si une partie de l'émission se ferait de manière simultanée ou si au contraire le processus est totalement séquentiel.

Dans cette optique, des simulations prenant en compte les dimensions du détecteur et les distributions expérimentales des événements β -p ont été réalisées. En effet, les protons

retardés de ^{43}Cr ayant suffisamment d'énergie pour sortir du milieu actif (un proton de 2,146 MeV, qui correspond à la moitié de l'énergie totale des deux protons, présente un parcours de 17,8 cm dans du P10 à 500 mbar), il faut prendre en compte les dimensions de celui-ci qui limitent l'énergie déposée par les protons.

Les dimensions du volume actif sont limitées par les éléments constituant le détecteur :

- en haut par la cathode de dérive ;
- en bas par le premier GEM ;
- sur les côtés par les dimensions de la matrice de détection.

Les simulations consistent à générer des événements à deux particules. Pour cela, des courbes de Bragg approximées par un produit de convolution affine-gaussienne sont générées sur les cathodes et les anodes en considérant une même énergie déposée sur chaque plan de piste. Les protons suivent une distribution angulaire isotrope pour les angles sphériques θ et φ . La longueur de parcours des protons est quant à elle calculée dans les conditions expérimentales grâce à un programme de perte d'énergie. Les positions de départ des protons suivent pour leur part les distributions observées pour les implantations des ions ^{43}Cr (voir paragraphe 5.2.2). Enfin, on suppose que les ions sont implantés à mi-hauteur de la dérive.

Différentes simulations ont été effectuées, correspondant à différents processus d'émission et donc du partage de l'énergie totale emportée par les deux protons :

- un partage équitable de l'énergie correspondant à une émission simultanée ;
- des simulations avec divers rapports de partage non équitable de l'énergie correspondant à l'émission séquentielle.

Ensuite, les résultats des simulations sont comparés à la distribution expérimentale en ramenant le nombre d'événements simulés au nombre d'événements expérimentaux analysés.

La Fig.6.5 montre les résultats obtenus. À gauche, les résultats expérimentaux sont comparés à une émission simultanée, tandis qu'à droite ces mêmes résultats sont comparés à l'émission séquentielle. Il est facile de voir qu'un partage équitable de l'énergie entre les deux protons ne permet pas de reproduire les données expérimentales. Ceci est donc en faveur d'une émission séquentielle des deux protons via un état intermédiaire.

On peut également avoir une idée de la fraction d'énergie emportée par chaque proton. Une émission séquentielle présentant un rapport 34-66 % minimise l'écart avec la distribution expérimentale. Ce résultat n'est donné qu'à titre indicatif : en effet, avec ce type de détecteur, il faudrait arrêter les protons au sein du volume actif pour pouvoir tirer des conclusions définitives. De plus, il faudrait effectuer une caractérisation précise de la réponse du détecteur vis à vis de l'énergie déposée le long du parcours des protons. Le résultat présenté donne ainsi seulement une première idée sur la position du niveau intermédiaire.

Le résultat précédent montre donc que l'émission retardée de deux protons est un processus séquentiel. Il faut donc maintenant vérifier si le spectre des corrélations angulaires est conforme aux conclusions que l'on vient de tirer.

Une émission séquentielle, conforme aux conclusions déduites de l'analyse des spectres énergie, est caractérisée par une distribution isotrope pour l'angle relatif d'émission qui

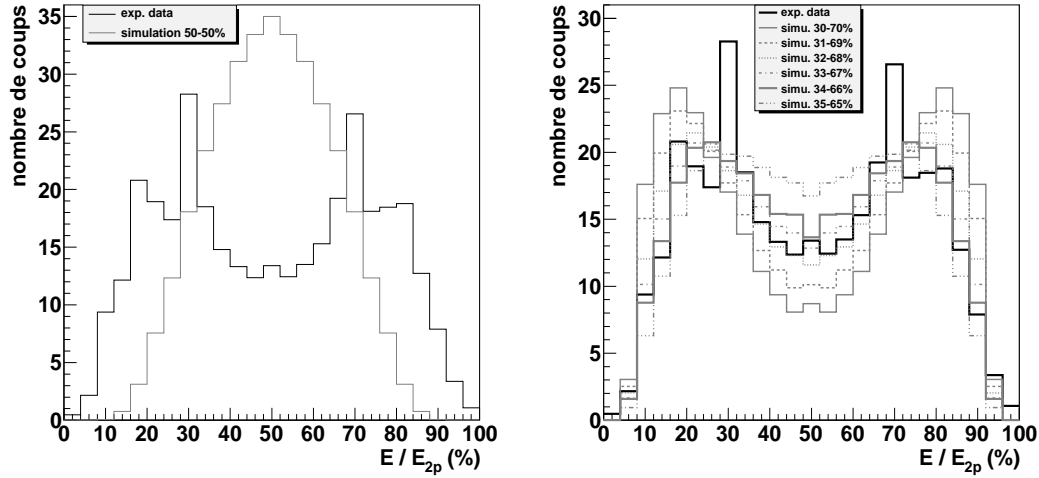


FIG. 6.5 – Comparaison entre la distribution expérimentale du partage de l'énergie de décroissance entre les deux protons émis lors de la désintégration β -2p de ^{43}Cr et des simulations numériques. Les données expérimentales sont représentées en noir et le résultat des simulations en gris. À gauche figure une simulation pour un partage équitable de l'énergie totale emportée par les protons. À droite, sont présentées plusieurs simulations correspondant à une émission séquentielle. Un partage à 34-66 % minimise l'écart avec la distribution expérimentale.

présente alors une évolution sinusoidale. C'est ce que nous devons donc vérifier. La Fig.6.6 montre la distribution angulaire expérimentale superposée à une simulation correspondant à une émission isotrope normalisée au nombre d'événements expérimentaux. Sont représentés les angles relatifs corrigés de l'anisotropie d'émission anormale mesurée pour les décroissances β -p. Les spectres théorique et expérimental semblent être en assez bon accord. En effet, les données expérimentales suivent assez bien l'histogramme théorique. On doit cependant émettre quelques réserves :

- les angles inférieurs à 90° sont légèrement favorisés. En effet, la moyenne statistique de l'histogramme expérimental se situe à $79,2^\circ$ au lieu des 90° attendus pour une émission isotrope ;
- un manque d'événements est observé entre 80° et 90° , là où l'émission devrait être maximale.

Une statistique plus importante permettrait de voir si les effets observés sont inhérents aux données expérimentales délivrées par le détecteur ou bien proviennent d'un phénomène purement statistique.

On peut cependant estimer la qualité de l'ajustement en calculant le χ^2 , donné Éq.6.2 mesurant l'écart entre l'histogramme expérimental et la distribution théorique où N est le nombre de *bins* des histogrammes.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{h_{exp}^i - h_{th}^i}{\sqrt{h_{th}^i}} \right)^2 \quad (6.2)$$

La valeur de χ^2 obtenue est de 8,2. Si on effectue un test de Pearson, on peut déduire un niveau de confiance entre 90 % et 95 % quant au fait que la distribution expérimentale suive bien une distribution isotrope.

Pour finir, on peut conclure que les données expérimentales ne peuvent reproduire des modèles d'émission diproton ou bien à trois corps tels que celui de Grigorenko. En effet, pour des noyaux comme ^{43}Cr , ces modèles montrent une structure angulaire privilégiant les faibles angles d'émission (un pic étroit vers 30° pour le modèle diproton et une structure plus large centrée en 50° pour le modèle de Grigorenko). Ceci renforce donc le caractère isotrope de l'émission, compatible avec une émission séquentielle ou une émission simultanée directe dans le continuum. Cependant, le partage non équitable de l'énergie rejette ce dernier modèle en faveur de l'émission séquentielle.

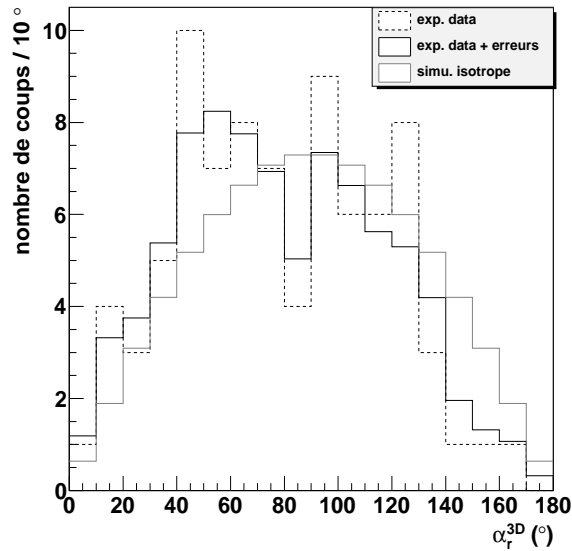


FIG. 6.6 – Comparaison entre la distribution angulaire expérimentale en noir et une simulation numérique pour une émission isotrope en gris. Les données expérimentales semblent en assez bon accord avec une émission isotrope.

6.3 Conclusion

À travers ce chapitre, nous avons interprété les résultats trouvés lors de l'analyse des décroissances radioactives des noyaux ^{45}Fe et ^{43}Cr , en terme de processus d'émission de deux protons. ^{45}Fe se révèle être un émetteur 2-protons depuis l'état fondamental, conclusion confirmée par l'étude des corrélations en énergie entre les deux protons émis par ce noyau qui se partagent l'énergie de décroissance. De plus, les données ne contredisent pas le modèle d'émission à trois corps présentant un mélange de configurations p^2 et f^2 pour les protons au sein du noyau en ce qui concerne les corrélations angulaires. Un rapport d'embranchement d'environ 78 % a pu être mesuré pour la radioactivité 2-protons

de ce noyau. Des résultats partiels de cette expérience sont disponibles dans les références [Bla10, Gio07].

L'émission retardée de protons est observée pour ^{43}Cr . Notamment, l'émission retardée de deux protons a permis d'observer des différences fondamentales par rapport à la radioactivité 2-protons de ^{45}Fe . Ainsi, pour ^{43}Cr , l'émission retardée des protons est séquentielle avec un partage non équitable de l'énergie entre les protons. Le spectre des corrélations angulaires confirme quant à lui les conclusions tirées de l'analyse en énergie, avec un bon accord avec une émission isotrope, signature d'une émission séquentielle des protons via un état intermédiaire.

Il est évident que les conclusions de cette expérience sont d'abord limitées par la faible statistique obtenue mais aussi par les biais induits par la TPC. Cependant, l'aptitude à observer des décroissances à deux particules avec ce type de détecteur est indéniable. L'étude des corrélations obtenues pour ^{43}Cr , en accord avec une émission séquentielle, sont encourageants vis à vis de la reconstruction des trajectoires des particules. Il est clair qu'une statistique suffisante pour ^{45}Fe aurait permis une comparaison beaucoup plus précise avec les modèles. Cependant, l'expérience effectuée par Miernik *et al.* a permis d'atteindre cet objectif et il est donc plus judicieux de poursuivre ces études avec d'autres noyaux, tel que cela a été fait récemment avec ^{54}Zn [Asc10].

Chapitre 7

Conclusion

L'analyse de l'expérience e457a présentée tout au long de ce manuscrit a permis d'étudier un mode de radioactivité exotique : la radioactivité 2-protons. Prévu depuis le début des années 1960, ^{45}Fe est un des candidats à ce type d'émission depuis l'état fondamental. Cette expérience a permis pour la première fois d'observer directement la trace laissée par les deux protons émis par ce noyau grâce à un détecteur spécialement conçu pour reconstruire dans l'espace à trois dimensions la trace de particules chargées : une Chambre à Projection Temporelle (TPC).

Au cours de l'expérience, de nombreux noyaux ont été produits, comme des émetteurs β -p retardé tel que ^{52}Ni . Notre détecteur n'étant sensible qu'au proton émis qui y dépose suffisamment d'énergie, cela m'a permis d'en effectuer une caractérisation précise et de développer les outils nécessaires à l'analyse de traces à deux particules. Ceci a mis en évidence certains comportements anormaux telle qu'une anisotropie d'émission des protons retardés de noyaux comme ^{52}Ni ou ^{43}Cr . Ce défaut a dû être considéré pour l'étude des décroissances à deux particules. En revanche, les longueurs de traces des protons de ^{52}Ni ont été retrouvées avec succès, montrant la capacité de la TPC à permettre de reconstruire la trajectoire de particules chargées.

Si le premier objectif de l'expérience e457a était d'observer individuellement la trace des deux protons émis par ^{45}Fe , l'objectif ultime est d'étudier le processus d'émission mis en jeu lors de ce type de désintégration. En effet, plusieurs modèles théoriques ont été mis en place afin de décrire la radioactivité 2-protons, depuis les prévisions de Goldanskii énonçant un partage équitable de l'énergie de désintégration entre les deux protons. On doit citer d'abord le modèle d'émission diproton, pour lequel les deux protons sont émis sous la forme d'une particule ^2He . De fortes corrélations sont alors attendues, surtout en ce qui concerne l'angle relatif d'émission. À l'opposé, un second modèle d'émission directe dans le continuum prévoit celle de deux protons sans corrélations entre eux. Entre ces deux modèles, une nouvelle description prenant en compte la structure interne du noyau émetteur a été développée par Grigorenko *et al.* En effet, les derniers protons des noyaux tels que ^{45}Fe se situent sur les couches fp et ce modèle prévoit les corrélations énergétiques et angulaires attendues suivant la proportion des différentes configurations présentes au sein du noyau émetteur. L'observation en trois dimensions des protons émis

permet alors de répondre à ce type de question et de tester les modèles d'émission.

L'analyse du noyau ^{45}Fe a tout d'abord permis de montrer que les protons émis partagent équitablement l'énergie disponible lors de la désintégration, ce qui conforte les conclusions premières de Goldanskii et les modèles d'émission diproton ou bien à trois corps de Grigorenko. À cause d'une statistique très faible, puisque seulement dix événements de décroissance de ^{45}Fe ont été observés, l'étude des corrélations angulaires ne permet pas de tirer des conclusions définitives sur le processus d'émission. On peut en revanche conclure que les données ne contredisent pas le modèle de Grigorenko et ne favorisent pas une simple émission décrite par le modèle diproton par exemple. De plus, les corrélations angulaires associées à la mesure de la durée de vie, sont en faveur du modèle de Grigorenko prévoyant un mélange de configurations p^2 et f^2 pour les protons au sein de la matière nucléaire. Le manque de statistique n'a en revanche pas permis une mesure de la part prise par chaque configuration.

L'expérience e457a a également permis l'étude du noyau ^{43}Cr et de sa décroissance par émission de protons retardés. L'émission β -p est confirmée, ainsi que l'émission β -2p qui compte pour un peu plus de 12 % de l'émission de protons retardés. Pour la première fois, la trace des deux protons est observée, confirmant irréfutablement que ^{43}Cr présente ce type d'émission. Les corrélations entre les protons ont été étudiées. Elles montrent notamment que les protons ne partagent pas équitablement l'énergie de désintégration, ce qui favorise ainsi une émission séquentielle. Les corrélations angulaires sont également en faveur d'une émission isotrope confirmant l'émission séquentielle. Enfin, deux événements de décroissance associés à ^{43}Cr ont montré la trace de trois particules dont les trajectoires sont reconstituables. Ceci est l'indice que ce noyau présente une émission de type β -3p, qui reste marginale avec 0,1 % de l'émission.

À travers ce travail, nous avons donc démontré l'aptitude de détecteurs de type TPC à reconstruire la trajectoire de particules chargées dans l'espace à trois dimensions. L'interprétation des résultats est surtout rendue difficile à cause des biais expérimentaux observés avec le détecteur (difficulté d'interprétation des spectres temps, anisotropie anormale d'émission β -p) et aussi limitée par le manque de statistique inhérent à la production de noyaux très exotiques. Ce même détecteur a cependant permis tout récemment l'observation directe des protons issus de la décroissance 2-protons de ^{54}Zn . Un certain nombre d'améliorations sur le détecteur a été apporté : l'entrée du faisceau à 45° permet d'atteindre une meilleure précision sur les positions d'implantation ainsi qu'une fenêtre d'implantation plus importante, des *flash*-ADC ont été montés sur les derniers GEMs afin d'échantillonner au cours du temps le signal relatif à l'énergie déposée par un événement. Ceci doit aider à la reconstruction de trajectoires verticales et notamment pour différencier une émission parallèle d'une émission anti-parallèle de deux protons pour ce type de configuration. L'analyse de cette expérience est en cours [Asc10].

Les résultats présentés, en dépit des problèmes rencontrés lors de l'analyse, sont encourageants du point de vue de l'utilisation de ce genre de détecteurs pour l'étude de ce type de décroissance exotique. La mise en place du projet ACTAR-TPC2, couplé à une électronique dédiée GET (*General Electronics for TPC*), prévoit l'utilisation d'une

chambre à projection temporelle constitué de *pads* dont les signaux sont échantillonnés au cours du temps par un *flash*-ADC sur chaque *pad*. L'étude de la radioactivité 2-protons est actuellement un bon moyen d'accès à la structure nucléaire de noyaux situés à la limite de l'existence et, avec les progrès réalisés au sein des accélérateurs, ceci permettra de mieux comprendre les phénomènes se déroulant au sein des noyaux les plus exotiques. Les études futures porteront d'abord sur des émetteurs 2-protons potentiels dans la région de masse $A = 60 - 70$ avec les noyaux ^{59}Ge , ^{63}Se et ^{67}Kr à travers une mesure précise de la chaleur de réaction et de la durée de vie.

Bibliographie

- [And04] A. Andronic et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 523, p. 302, 2004.
- [Ann97] R. Anne. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 126, p. 279, 1997.
- [Asc10] P. Ascher et al. *to be submitted*, 2010.
- [Bac99] S. Bachmann et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 438, p. 376–408, 1999.
- [Bai96] C. Bain et al. *Physics Letters B*, 373, p. 35–39, 1996.
- [Bar63] R. Barton et al. *Canadian Journal of Physics*, 41, p. 2007, 1963.
- [Bar99] F. C. Barker. *Physical Review C*, 59, p. 535, 1999.
- [Bar01] F. C. Barker. *Physical Review C*, 63, 047303, 2001.
- [BB03] B. A. Brown and F. C. Barker. *Physical Review C*, 67, 041304, 2003.
- [BB08] B. Blank and M. J. G. Borge. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60, p. 403–483, 2008.
- [BBM02] B. A. Brown, F. C. Barker, and D. J. Millener. *Physical Review C*, 65, 051309, 2002.
- [Bel99] R. Bellazzini et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 424, p. 444–458, 1999.
- [Ben00] K. Bennaceur et al. *Nuclear Physics A*, 671, p. 203–232, 2000.
- [Bla96] B. Blank et al. *Physical Review Letters*, 77, p. 2893, 1996.
- [Bla00] B. Blank et al. *Physical Review Letters*, 84, p. 1116, 2000.
- [Bla05] B. Blank et al. *Physical Review Letters*, 94, 232501, 2005.
- [Bla10] B. Blank et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 613, p. 65–78, 2010.
- [Boc89] O . V. Bochkarev et al. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 49, p. 941, 1989.
- [Boc92] O . V. Bochkarev et al. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 55, p. 955, 1992.
- [Bor92] V. Borrel et al. *Zeitschrift für Physik A*, 344, p. 135–144, 1992.
- [BP08] B. Blank and M. Płoszajczak. *Reports on Progress in Physics*, 71, 046301, 2008.
- [Bre99] A. Bressan et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 425, p. 254–261, 1999.

- [BRH77] H. W. Barz, I. Rotter, and J. Höhn. *Nuclear Physics A*, 275, p. 111–140, 1977.
- [Bro91] B. Alex Brown. *Physical Review C*, 43, p. 1513, 1991.
- [Cab83] M. D. Cable et al. *Physical Review Letters*, 50, p. 404, 1983.
- [Cab84] M. D. Cable et al. *Physical Review C*, 30, p. 1276, 1984.
- [Col96] B. J. Cole. *Physical Review C*, 54, p. 1240, 1996.
- [Dos04] C. Dossat. *Étude spectroscopique des noyaux riches en protons dans la région $22 \leq Z \leq 28$ et $T_z \leq -3/2$* . PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2004.
- [Dos05] C. Dossat et al. *Physical Review C*, 72, 054315, 2005.
- [Dos07] C. Dossat et al. *Nuclear Physics A*, 792, p. 18–86, 2007.
- [Fan61] U. Fano. *Physical Review*, 124, p. 1866–1878, 1961.
- [Fyn00] H. Fynbo et al. *Nuclear Physics A*, 677, p. 38, 2000.
- [Fèv04] A. Le Fèvre et al. *Nuclear Physics A*, 735, p. 219–247, 2004.
- [Gio01] J. Giovinazzo et al. *European Physical Journal A*, 10, p. 73, 2001.
- [Gio02] J. Giovinazzo et al. *Physical Review Letters*, 89, 102501, 2002.
- [Gio03] J. Giovinazzo et al. *Nuclear Physics A*, 722, p. 434c–438c, 2003.
- [Gio07] J. Giovinazzo et al. *Physical Review Letters*, 99, 102501, 2007.
- [GMZ02] L. V. Grigorenko, I. G. Mukha, and M. V. Zhukov. *Nuclear Physics A*, 714, p. 425–440, 2002.
- [Gol60] V. I. Goldansky. *Nuclear Physics*, 19, p. 482–495, 1960.
- [Gol61] V. I. Goldansky. *Nuclear Physics*, 27, p. 648–664, 1961.
- [Gol65] V. I. Goldanskii. *Physics Letters*, 14, p. 233, 1965.
- [Gol66] V. I. Goldanskii. *Soviet Physics Uspekhi*, 8, p. 770, 1966.
- [Gri00] L. V. Grigorenko et al. *Physical Review Letters*, 85, p. 22, 2000.
- [Gri01] L. V. Grigorenko et al. *Physical Review C*, 64, 054002, 2001.
- [Gri02] L. V. Grigorenko et al. *Physical Review C*, 65, 044612, 2002.
- [Gri10] L. V. Grigorenko et al. *Physical Review C*, 82, 014615, 2010.
- [GZ03] L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov. *Physical Review C*, 68, 054005, 2003.
- [GZ07] L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov. *Physical Review C*, 76, 014008, 2007.
- [Hof82] S. Hofmann et al. *Zeitschrift für Physik A*, 305, p. 111, 1982.
- [Jän65] J. Jänecke. *Nuclear Physics*, 61, p. 326–341, 1965.
- [Kry95] R. A. Kryger et al. *Physical Review Letters*, 74, p. 860, 1995.
- [KT61] V. A. Karnaukhov and N. I. Tarantin. *Soviet Physics JEPT*, 12, p. 771, 1961.
- [Mie07a] K. Miernik et al. *Physical Review C*, 76, 041304, 2007.
- [Mie07b] K. Miernik et al. *Physical Review Letters*, 99, 192501, 2007.
- [Muk08] I. Mukha et al. *Physical Review C*, 77, 061303, 2008.

- [Oda06] S. X. Oda et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 566, p. 312–320, 2006.
- [OPR03] J. Okołowicz, M. Płoszajczak, and I. Rotter. *Physics Reports*, 374, p. 271–384, 2003.
- [Orm96] W. E. Ormand. *Physical Review C*, 53, p. 214, 1996.
- [Orm97] W. E. Ormand. *Physical Review C*, 55, p. 2407, 1997.
- [Pfü02] M. Pfützner et al. *European Physical Journal A*, 14, p. 279–285, 2002.
- [Pfü04] M. Pfützner. *Nuclear Physics A*, 738, p. 101–107, 2004.
- [Pib07] J. Pibernat. *Conception d’une électronique de traitement de signaux de forte dynamique issus d’une chambre à projection temporelle*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2007.
- [Rac08] G. Raciti et al. *Physical Review Letters*, 100, 192503, 2008.
- [ROP05] J. Rotureau, J. Okołowicz, and M. Płoszajczak. *Physical Review Letters*, 95, 042503, 2005.
- [ROP06] J. Rotureau, J. Okołowicz, and M. Płoszajczak. *Nuclear Physics A*, 767, p. 13–57, 2006.
- [Rot91] I. Rotter. *Reports on Progress in Physics*, 54, p. 635–682, 1991.
- [Sau97] F. Sauli. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 386, p. 531–534, 1997.
- [Wat52] K. M. Watson. *Physical Review*, 88, p. 1163–1171, 1952.
- [Zel60] Y. B. Zel’dovich. *Soviet Physics JEPT*, 11, p. 812, 1960.
- [Zer04] T. Zerguerras et al. *European Physical Journal A*, 20, p. 389–396, 2004.

*Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, Chemin du Solarium, BP 120, 33175
Gradignan Cedex, France*

Résumé

L'étude des noyaux exotiques est un outil important pour sonder la structure nucléaire des noyaux éloignés de la stabilité. Pour des noyaux situés à la *drip-line* proton, l'émission directe de protons a été prédite depuis le début des années 1960. Ce travail de thèse est focalisé sur l'étude de la radioactivité 2-protons du noyau ^{45}Fe . Un modèle théorique récent, dit modèle à trois corps, prévoit les corrélations énergétiques et angulaires qui doivent exister entre les protons émis. Afin d'étudier le processus d'émission, une Chambre à Projection Temporelle a spécialement été conçue pour reconstruire en trois dimensions la trajectoire des protons. Elle a été utilisée pendant une expérience sur le séparateur LISE3 du GANIL pour l'étude de ^{45}Fe . Pour la première fois, les deux protons émis ont pu être détectés individuellement. Des outils d'analyse spécifiques ont permis de calculer les corrélations énergétiques entre les protons, montrant qu'ils partagent équitablement l'énergie disponible, tel que le prévoient les différents modèles théoriques. Les corrélations angulaires ont été étudiées, mais le manque de statistique ne permet pas de trancher définitivement sur le processus d'émission mis en jeu même si les données sont en accord avec les prévisions du modèle à trois corps. L'expérience a également permis d'étudier l'émission retardée de protons de ^{43}Cr . L'émission β -2p a été identifiée ; les corrélations énergétiques et angulaires sont en faveur d'une émission séquentielle des deux protons. Enfin, et pour la première fois, l'émission retardée de trois protons a été observée pour ce noyau.

Mots clés : Structure nucléaire – Noyaux exotiques – Chambre à Projection Temporelle – Radioactivité 2-protons – Émission retardée de protons

Abstract (Study of 2-proton radioactivity of ^{45}Fe with a Time Projection Chamber)

The study of exotic nuclei is a powerful tool to probe the nuclear structure far from stability. For nuclei at the proton drip-line, the direct emission of protons has been predicted since the beginning of the 1960s. This PhD thesis is focused on the study of the 2-proton radioactivity of ^{45}Fe . A recent theoretical model, called three-body model, predicts the energetic and angular correlations which have to exist between the two protons emitted. In order to study the emission process, a Time Projection Chamber was especially developed to reconstruct the proton tracks in the three-dimension space. It was used during an experiment performed at the LISE3 separator of GANIL for the study of ^{45}Fe . For the first time the two protons emitted were individually observed. A specific analysis allows us to calculate the energetic correlations between protons, showing they share equally the decay energy, as predicted by all theoretical models. The angular correlations were studied, but the lack of statistics does not allow us to determine definitively the emission process which occurs even though the data agree with the three-body model predictions. Moreover, the experiment allowed to study the β -delayed emission of protons of ^{43}Cr . The β -2p emission was identified; the energetic and angular correlations favour a sequential emission of the two protons. Finally, the delayed emission of three protons was observed for the first time for this nucleus.

Key words: Nuclear structure – Exotic nuclei – Time Projection Chamber – 2-proton radioactivity – β -delayed proton emission